

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Auksė Naruševičiūtė

TRIBANGĖS SĄVEIKOS SU FAZINIU NEDERINIMU TAIKYMAS IMPULSŲ
SPEKTRUI PLĖSTI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentė

Auksė Naruševičiūtė

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

Dr. Rimantas Budriūnas

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Trumpinių sąrašas	3
1. Teorinis įvadas	6
1.1. Femtosekundiniai šviesos impulsai	6
1.1.1. Impulso trukmė ir spektras	7
1.1.2. Spektrinė fazė	7
1.2. Femtosekundinių impulsų ir medžiagos netiesinė sąveika	8
1.2.1. Netiesinis poliarizacinis atsakas ir banginė lygtis	8
1.3. Tribangė sąveika netiesinėje terpėje	10
1.3.1. Fazinis sinchronizmas	11
1.4. Optinis parametrinis stiprinimas	12
1.5. Kaskadinis kvadratinis netiesiškumas	14
1.6. BBO kristalo savybių apžvalga	16
2. Eksperimento schema	17
3. Eksperimento rezultatai	18
3.1. Derinimo diapazono optimizavimas	18
3.2. Šalutinės 970 nm bangos charakteristikos	23
3.3. Fazinio nederinimo įtaka generuojamų bangų spektrui	29
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	33
Literatūra	34
Santrauka	37
Summary	38

Trumpinių sąrašas

OPA – parametrinis šviesos stiprinimas (angl. *Optical Parametric Amplification*)

BBO – β bario boratas (BaB_2O_4)

WLC – baltos šviesos kontinuumas (angl. *White light continuum*)

PSF – parametrinė superfluorescencija (angl. *Parametric superfluorescence*)

SHG – antrosios harmonikos generacija (angl. *Second harmonic generation*)

SFG – suminio dažnio generacija (angl. *Sum frequency generation*)

DFG – skirtuminio dažnio generacija (angl. *Difference frequency generation*)

GVM – grupinių greičių nederinimas (angl. *Group velocity mismatch*)

FWHM – visas plotis pusės maksimalios amplitudės lygyje (angl. *Full Width at Half Maximum*)

XPM – kryžminė fazinė moduliacija (angl. *Cross-Phase Modulation*)

FROG – dažninės skyros optinė sklendė (angl. *Frequency resolved optical gating*)

XFROG – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinė sklendė (angl. *Cross-correlation frequency resolved optical gating*)

Ivadas

Netiesinės optikos eksperimentai pradėti netrukus po lazerio sukūrimo [1], o pirmąjį trijų optinių dažnių maišymo eksperimentą Wang ir Racette atliko jau 1965 m. [2]. Vis dėlto pirmosios parametrinės sąveikos buvo mažai efektyvios, nes tuo metu dar nebuvo gerai suprastos fazinio sinchronizmo sąlygos. Atradus galimybę kompensuoti fazių nesutapimą dėl dispersijos panaudojant dvejetainius kristalus [3], parametrinių procesų efektyvumas reikšmingai išaugo, o optiniai parametriniai generatoriai ir stiprintuvai tapo svarbiais reguliuojamo dažnio koherentinės spinduliuotės šaltiniais, naudojamais daugelyje mokslo sričių, pavyzdžiui, aukštųjų harmonikų generacijoje, atosekundinėje fizikoje ar ultrasparčiojoje spektroskopijoje [4–6].

Įdomu tai, kad nors tikslus fazinis sinchronizmas leidžia pasiekti didžiausią sąveikos efektyvumą, tribangėje sąveikoje su faziniu nederinimu pasireiškia nauji efektai – sąveikaujant bangoms per kristalo ilgį kaupiasi netiesiniai fazės poslinkiai [7]. Žinoma, kad dėl fazės moduliacijos impulso spektre generuojami nauji dažniai, o kadangi daugeliui taikymų patrauklūs itin trumpi femtosekundiniai impulsai [8], šis efektas plačiai panaudojamas impulsų spūdai. Literatūroje gausu darbų apie spektro plėtimą panaudojant trečios eilės netiesiškumo reiškinius, tokius kaip savaiminė ar kryžminė fazės moduliacija. Jau 1986 m. buvo parodyta, kad intensyvus 1060 nm impulsas BK-7 stiklo gali sukelti silpnesnio 530 nm impulso reikšmingą spektro plėtimąsi, kuriame dominuojantis mechanizmas buvo XPM [9]. SPM pagrįstas spektro plėtimas realizuojamas daugelyje schemų, kuriose dėl reikšmingo spektro praplatėjimo šimtų femtosekundžių trukmės impulsai gali būti suspaudžiami iki kelių optinių ciklų [10, 11]. Taip pat fokusuojant pluoštą dielektrinėse terpėse, skysčiuose ar dujose dėl trečios eilės netiesinių bei papildomų erdvėlaikinių efektų generuojamas itin plataus spektro baltos šviesos kontinuumas [12]. WLC naudojamas kaip užkratas daugelyje šiuolaikinių optinių parametrinių stiprintuvų [13], leidžiantis realizuoti parametrinį stiprinimą nuo ultravioletinės iki tolimesios infraraudonosios spinduliuotės. Vienas pagrindinių jo trūkumų yra nedidelis spektrinės energijos tankis ~ 10 pJ/nm [14], be to, kontinuumo generaciją riboja lazerio pasikartojimo dažnis [15]. Visgi, atsižvelgiant į platų spektrą ir kitas laikines bei erdvines savybes, superkontinuumas išlieka vienu universaliausiu plataus spektro užkrato šaltinių.

Tribangės sąveikos su faziniu nederinimu taip pat taikomos daugelyje netiesinės optikos sričių [16, 17], tačiau tai kur kas mažiau išnagrinėtas spektro plėtimo būdas ir praktikoje netaikomas parametrinių stiprintuvų užkrato spektrui praplėsti. Tačiau panaudojus šį efektą būtų galima realizuoti

tiek spektro plėtimą, tiek stiprinimą viename kristale, o praktiniu požiūriu tai reikštų dar paprastesnę ir kompaktiškesnę parametrinio stiprintuvo konfigūraciją.

Šio darbo tikslas – ištirti optinio parametrinio stiprintuvo schemą, kurioje fazinio nederinimo sąlygomis stiprinimo kristale vyksta fundamentinės lazerio spinduliuotės spektro plėtimas ir stiprinimas.

Darbo uždaviniai:

1. Suderinti optinio parametrinio stiprintuvo schemą, kurioje užkrato impulsui naudojama fundamentinė lazerio spinduliuotė, įvertinant netiesinėms sąveikoms reikalingus impulsų intensyvumus.
2. Parinkti BBO kristalo ilgį, kuriame būtų efektyviai plečiamas užkrato spektras ir stiprinami naujai sugeneruoti dažniniai komponentai.
3. Nustatyti pasiekiamą derinimo diapazoną ir įvertinti keitimo efektyvumą.
4. Išanalizuoti pasirinktos naujai sugeneruotos bangos erdvines ir laikines charakteristikas.
5. Įrodyti, kad naujai sugeneruota spinduliuotė nėra sustiprinta parametrinė fluorescencija bei paaiškinti kristale vykstančius netiesinius procesus.

1. Teorinis įvadas

1.1. Femtosekundiniai šviesos impulsai

Femtosekundiniai (fs) šviesos impulsai yra elektromagnetinių bangų paketai, todėl jie visiškai aprašomi erdvėje ir laike kintančiu elektriniu lauku. Taikant pusiau klasikinį metodą, tokių laukų sklaidimas ir sąveika su medžiaga aprašomi Maksvelo (angl. *Maxwell*) lygtimis, o medžiagos atsakas įtraukiamas per makroskopinę poliarizaciją, kuri bus išsamiau aptarta 1.2.1 skyrelyje.

Itin trumpi optiniai impulsai paprastai aprašomi realiuoju elektriniu lauku $E(t)$, kurį sudaro greitai osciliuojanti nešančioji banga (angl. *carrier*), moduluojama lėtai kintančia gaubtine funkcija:

$$E(t) = A(t)\cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (1.1.1)$$

čia $A(t)$ žymi laikinę amplitudę, ω_0 – centrinį ciklinį dažnį, o $\phi(t)$ – laikinę fazę. Kadangi femtosekundinių impulsų trukmė gali siekti vos kelis optinius ciklus, jų aprašyme svarbi tampa ne tik impulso gaubtinė funkcija, bet ir nešančiosios bangos fazė bei jos kitimas laike [18].

Vis dėlto išsamus femtosekundinių impulsų aprašymas reikalauja analizės ne tik laiko, bet ir dažnių (spektrinėje) srityje. Kadangi elektrinis laukas gali būti interpretuojamas kaip daugelio monochromatinių bangų superpozicija, jo spektriniam aprašymui naudojama Furjė (angl. *Fourier*) transformacija [19]:

$$E(t) = \int E(\omega)\exp(-i\omega t)\frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.1.2)$$

o atvirkštinė elektrinio laiko $E(t)$ Furjė transformacija užrašoma:

$$E(\omega) = \int E(t)\exp(i\omega t)dt \quad (1.1.3)$$

Taigi, laiko ir dažnių sritys yra lygiaverčiai impulso aprašymo būdai, susieti Furjė transformacija. Spektrinis elektrinis laukas $E(\omega)$ bendruoju atveju yra kompleksinis dydis. Kadangi elektrinis laukas $E(t)$ yra realioji funkcija, galioja sąryšiai:

$$E^*(t) = E(t) \text{ ir} \quad (1.1.4)$$

$$E^*(\omega) = E(-\omega) \quad (1.1.5)$$

todėl pilnam šviesos lauko aprašymui pakanka žinoti tik teigiamų dažnių spektrą. Dėl šios priežasties ultratrumpųjų impulsų teorijoje dažnai naudojamas kompleksinis elektrinio lauko aprašymas, kuris leidžia patogiau analizuoti elektromagnetinių bangų sklaidimą.

Kompleksiniai laikiniai ir spektriniai elektriniai laukai gali būti užrašomi amplitudės ir fazės pavidalu:

$$\mathcal{E}(t) = |\mathcal{E}(t)| \exp(i\phi(t)) \quad (1.1.6)$$

$$\mathcal{E}(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)) \quad (1.1.7)$$

Dydžiai $|\mathcal{E}(t)|$ ir $|\mathcal{E}(\omega)|$ atitinka realias laikinę ir spektrinę lauko amplitudes, o $\phi(t)$ ir $\varphi(\omega)$ – atitinkamai laikinę ir spektrinę fazes. Spektrinės fazės moduliacija lemia impulso čirpą (angl. *chirp*) ir gali reikšmingai paveikti impulso trukmę sklindant dispersinėse ir netiesinėse terpėse.

1.1.1. Impulso trukmė ir spektras

Ultratrumpųjų impulsų trukmė ir spektro plotis yra susiję Furjė transformacijos sąryšiu – trumpesni impulsai neišvengiamai turi platesnį spektrą ir atvirkščiai. Impulso trukmė τ_p ir spektro plotis $\Delta\omega$ dažniausiai apibūdinami impulso bei spektro pločiu pusės maksimalaus intensyvumo lygyje FWHM, o tarp šių dydžių galioja fundamentali neapibrėžtumo sąsaja:

$$\Delta\omega_p \tau_p \geq 2\pi c_B \quad (1.1.8)$$

kur c_B yra konstanta, priklausanti nuo impulso formos ir Gauso formos impulsams yra lygi 0,441. Jei impulsas nėra faziškai moduluotas, jo trukmė yra minimali duotam spektrui, o toks impulsas vadinamas „transformacija apribotu“ arba „spektru ribotu“ (angl. *transform-limited*) impulsu [20].

1.1.2. Spektrinė fazė

Spektrinė fazė $\varphi(\omega)$ apibūdina elektrinio lauko fazę dažnių srityje ir yra esminė impulso charakteristika. Spektrinės fazės analizė atliekama $\varphi(\omega)$ skleidžiant Teiloro (angl. *Taylor*) eilute aplink centrinį dažnį ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 \frac{\omega - \omega_0}{1!} + \varphi_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \varphi_3 \frac{(\omega - \omega_0)^3}{3!} + \dots \quad (1.1.9)$$

Kiekvienas šios eilutės nario koeficientas turi aiškią fizikinę prasmę laikiniame atvaizdavime. Nulinės eilės narys nurodo tik absoliutinę fazę, o koeficientas prie pirmojo nario – pirmoji fazės išvestinė pagal kampinį dažnį – yra grupinis vėlinimas. Pastarasis lemia pastovų gaubtinės laikinį poslinkį impulso sklidimo metu, tačiau lygiai taip pat kaip ir φ_0 , neturi jokios įtakos impulso gaubtinei. Antrosios eilės narys φ_2 atitinka grupinio vėlinimo dispersiją. GDD lemia impulso dažnio kitimą laike (čirpą) bei lemia dispersinį impulso išplitimą. Jei grupinis vėlinimas didėja kartu su dažniu, impulsas vadinamas teigiamai čirpuotu, o priešingu atveju sakoma, jog impulsas čirpuotas neigiamai. Trečiosios eilės dispersija φ_3 lemia jau nesimetriškas impulso deformacijas, kurios tampa vis svarbesnės mažėjant impulso trukmei.

1.2. Femtosekundinių impulsų ir medžiagos netiesinė sąveika

Ankstesniame skyriuje buvo aptartas femtosekundinių impulsų sklaidimas dispersinėje terpėje, kai tarp įeinančio ir išeinančio elektrinio lauko galioja tiesinė priklausomybė, todėl terpė nekeičia impulso spektrinių komponentų energijos pasiskirstymo. Vis dėlto femtosekundiniai impulsai pasižymi gebėjimu pasiekti itin didelius smailinius intensyvumus, net esant nedidelėms vidutinėms energijoms. Todėl situacija iš esmės keičiasi tada, kai su impulsu susijęs elektrinis laukas tampa palyginamas su lokaliais medžiagos viduje egzistuojančiais laukais, tokiais kaip vidiniai atominiai ar kristaliniai laukai [18]. Šiame režime pradeda rasti netiesiniai optiniai reiškiniai, kurių metu krintantis elektrinis laukas keičia pačias medžiagos savybes. Dėl to, analizuojant šviesos ir medžiagos sąveiką, nebeužtenka apsiriboti pirmosios eilės medžiagos poliarizacijos atsaku, aprašančiu tik tiesinius efektus, tokius kaip dispersija ar sugertis. Tolimesniuose skyreliuose nagrinėjami netiesinės optikos principai bei šviesos sąveika su medžiaga netiesiniame režime.

1.2.1. Netiesinis poliarizacinis atsakas ir banginė lygtis

Norint paaiškinti netiesinę šviesos ir medžiagos sąveiką, nagrinėjama, kaip medžiagos poliarizuotumas $P(t)$ (arba dipolinis momentas tūrio vienetui) priklauso nuo krentančio elektrinio lauko stiprio $E(t)$. Esant silpniems elektriniams laukams, ši priklausomybė yra tiesinė ir užrašoma kaip

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1.2.1)$$

kur proporcingumo konstanta $\chi^{(1)}$ yra tiesinis dielektrinis jautris, o ϵ_0 – vakuumo dielektrinė skvarba. Kai išorinis laukas yra pakankamai silpnas lyginant su vidiniais atominiais laukais, optinis atsakas gali būti aprašomas taikant trikdinę aproksimaciją, t.y. skleidžiant poliarizuotumą elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$P(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots] \quad (1.2.2)$$

kur $\chi^{(n)}$ yra n -osios eilės netiesinis optinis jautris, apibūdinantis medžiagos atsako stiprumą į elektrinį lauką [18]. Ši išraiška nusako bendrą principą, kad kai šviesos elektrinis laukas yra pakankamai intensyvus, jog reikšmingai paveiktų elektronų judėjimą medžiagoje, poliarizuotumas tampa netiesine jo funkcija. Iš fizikinės pusės tai galima paaiškinti atomų supančio elektronų debesėlio deformacijomis [21], o tokius pokyčius praktiškai sukelti geba tik didelio intensyvumo lazerinė spinduliuotė. Reikia pridurti, kad užrašant 1.2.1 ir 1.2.2 lygtis galioja aproksimacija, jog poliarizuotumas laiko momentu t priklauso tik nuo momentinės elektrinio lauko stiprio vertės, todėl nepaisoma dispersijos bei nuostolių.

Svarbi 1.2.2 išraiškos savybė yra ta, kad skirtingos eilės nariai atspindi skirtingos prigimties netiesinius procesus ir yra tiesiogiai susiję su medžiagos simetrija. Kvadratinis netiesinis jautris $\chi^{(2)}$ yra atsakingas už trijų bangų sąveikos (angl. *three-wave mixing*) procesus, kurie išsamiau bus aptarti kitame skyrelyje. $\chi^{(2)}$ nelygus nuliui gali būti tik terpėse be centro simetrijos, tad skysčiuose, dujose, amorfinėse medžiagose (stikle) antros eilės netiesinės sąveikos vykti negali. Bendruoju atveju $\chi^{(2)}$ yra trečio rango tenzorius, todėl netiesinės sąveikos efektyvumas priklauso nuo sąveikaujančių bangų poliarizacijų bei kristalo orientacijos kristalografinių ašių atžvilgiu [18]. Tačiau žinomai sąveikos geometrijai, kai bangų poliarizacijos ir sklaidimo kryptys yra apibrėžtos, tenzoris aprašymas gali būti supaprastintas įvedant efektinį netiesinį koeficientą d_{eff} . Šis parametras apskaičiuojamas iš kristalo simetrijos leidžiamų $\chi^{(2)}$ tenzorius komponentų ir nusako sąveikos stiprumą konkrečioje konfigūracijoje. Tie patys matematiniai principai, beje, galioja ir trečios eilės netiesiniam jautriui $\chi^{(3)}$, tik šiuo atveju tai yra ketvirto rango tenzorius. Kubinis $\chi^{(3)}$ netiesiškumas yra gerokai silpnesnis už $\chi^{(2)}$ ir yra būdingas visoms skaidrioms dielektrinėms medžiagoms, nepriklausomai nuo erdvinės simetrijos. $\chi^{(3)}$ yra atsakingas už tokius procesus kaip keturbangis maišymas (angl. *four-wave mixing*), priverstinė Ramano sklaida, dvifotonė sugertis bei nuo intensyvumo priklausančius efektus, kaip savaiminė fazės moduliacija bei pluoštų fokusavimasis, dėl to $\chi^{(3)}$ dar plačiai vadinamas ir Kero (angl. *Kerr*) netiesiškumu, o šiuo atveju kaip d_{eff} analogija paprastai naudojamas netiesinis lūžio rodiklis n_2 .

Dipolinėje aproksimacijoje iš Maksvelo lygčių yra išvedama banginė lygtis, aprašanti elektrinio lauko sklaidimą netiesinėje terpėje:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NT}}{\partial t^2} \quad (1.2.3)$$

čia c – šviesos greitis, n – medžiagos lūžio rodiklis, P_{NT} – netiesinės poliarizacijos dalis. Laike kintanti poliarizacija veikia kaip šaltinis, modifikuojantis sklindančią bangą ir generuojantis naujas elektromagnetinio lauko komponentes tais dažniais, kuriais osciliuoja netiesinė poliarizacija [22]. Naujai susikūręs laukas interferuoja su pradiniu išoriniu lauku, todėl įelektrintų medžiagos dalelių judėjimas pakeičia medžiagą veikiantį elektromagnetinį lauką. Vykstant šiai sąveikai kinta tiek elektromagnetinio lauko, tiek pačios medžiagos būsenos, kurios tampa tarpusavyje susijusios [23]. Akivaizdu, jog dešinė lygties pusė prilyginus nuliui, gaunama homogeninė banginė lygtis, kurios sprendiniai yra laisvos bangos, sklindančios greičiu c/n .

Kadangi netiesinė poliarizacija yra netiesinė elektrinio lauko funkcija, gauta banginė lygtis tampa netiesine dalinių išvestinių lygtimi, kurios tiesioginis sprendimas bendruoju atveju yra sudėtingas, todėl paprastai yra taikomos aproksimacijos, leidžiančios gauti paprastesnes lygties formas. Elektrinį lauką išreiškus kompleksinėmis bangų amplitudėmis ir pritaikius lėtai kintančių amplitudžių aproksimaciją [18, 23], gaunamos surišųjų bangų lygtys (angl. *coupled-wave equations*), aprašančios bangų sąveiką netiesinėje terpėje.

1.3. Tribangė sąveika netiesinėje terpėje

Kaip jau minėta, kvadratinio netiesiškumo $\chi^{(2)}$ terpėse vyksta tribangės sąveikos. Tribangės sąveikos metu trys elektromagnetinės bangos sąveikauja per netiesinę poliarizaciją ir tarpusavyje keičiasi energija. Tarkime, kad elektrinis laukas sudarytas iš komponentų, kurių dažniai yra ω_1 ir ω_2 . Tada antros eilės netiesinė poliarizacija generuoja komponentus ne tik ties šiais dažniais, bet ir ties $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ bei $\omega_1 - \omega_2$ [24]. Taigi kvadratinio netiesiškumo terpė gali veikti kaip dažnių maišytuvas, kuriame sąveikaudamos dvi skirtingų dažnių bangos generuoja trečią bangą, kurios dažnis lygus pradinių bangų dažnių sumai arba skirtumui, o šie procesai atitinkamai vadinami suminio dažnio (SFG) ir skirtuminio dažnio generacija (DFG). Sąveika, kai $\omega_1 = \omega_2$, yra laikoma išsigimusiu suminio dažnio generacijos atveju, kai sukuriamą bangą ties dažniu 2ω , o procesas vadinamas antros harmonikos generacija (SHG). Šiose sąveikose turi būti tenkinama energijos tvermės sąlyga

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (1.3.1)$$

o sąveikos forma priklauso nuo to, kokios bangos egzistuoja pradinio momentu ir kokios bangos yra generuojamos. Jeigu bangos ω_1 ir ω_3 sąveikauja taip, kad bangos ω_1 amplitudė didėja, o proceso metu sukuriamą papildomą bangą ω_2 , netiesinis kristalas veikia kaip koherentinis stiprintuvas dažniu ω_1 ir yra vadinamas optiniu parametriniu stiprintuvu (OPA).

Žinoma, ne visos minėtos sąveikos gali vykti vienodai efektyviai. Netiesinio proceso metu medžiagoje lokaliai generuojami nauji dažniniai komponentai sklinda savo faziniu greičiu. Kadangi šis procesas vyksta visuose terpės išilginiuose taškuose, sklisdamos terpe naujai sugeneruotos bangos tarpusavyje interferuoja. Kad netiesinis efektas būtų stebimas makroskopiniu mastu, skirtinguose kristalo taškuose sugeneruoti bangos komponentai turi išlikti vienodos fazės. Kitaip tariant, netiesinės poliarizacijos nario $\partial^2 P_{NT} / \partial t^2$ fazės kitimas turi būti suderintas su generuojamos bangos fazės kitimu. Ši sąlyga bendriausiu atveju užrašoma bangos vektorių suderinimu

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = 0 \quad (1.3.2)$$

kuri netiesinėje optikoje vadinama faziniu sinchronizmu (angl. *phase matching*).

1.3.1. Fazinis sinchronizmas

Jeigu trys sąveikaujančios bangos yra kolinearios, t.y. sklinda ta pačia kryptimi, tuomet fazinio sinchronizmo sąlygą galima užrašyti skaliarine forma. Kadangi $|\mathbf{k}| = n\omega/c$, 1.3.2 išraiška perrašoma taip

$$n_3\omega_3 - n_2\omega_2 - n_1\omega_1 = 0 \quad (1.3.3)$$

Jeigu terpė būtų nedispersinė, fazinis sinchronizmas būtų automatiškai tenkinamas kartu su energijos tvermės sąlyga. Visgi realios medžiagos pasižymi normalia dispersija, todėl skirtingų dažnių bangos sklinda skirtingais faziniais greičiais ir fazinio sinchronizmo sąlyga nėra tenkinama savaime. Praktikoje fazinis sinchronizmas dažniausiai realizuojamas naudojant anizotropinius kristalus, turinčius dvejopą lūžį (angl. *birefringence*). Vienašiuose kristaluose kiekvienam dažniui egzistuoja dvi ortogonaliai poliarizuotos bangos – paprastoji (angl. *ordinary* – *o*) ir nepaprastoji (angl. *extraordinary* – *e*). Jeigu $n_o < n_e$, kristalas vadinamas teigiamu, o priešingu atveju – neigiamu. Paprastosios bangos lūžio rodiklis yra n_o , o lūžio rodiklis nepaprastajai bangai n_e yra sklidimo kampo θ funkcija, o ši priklausomybė aprašoma lūžio rodiklio elipsoido lygtimi:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta, \omega)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\omega)} \quad (1.3.4)$$

kur n_o ir n_e yra paprastosios ir nepaprastosios bangų lūžio rodikliai, o θ nusako kampą tarp bangos sklidimo krypties ir kristalo optinės ašies [24]. Taigi, keičiant kristalo orientaciją galima valdyti nepaprastosios bangos lūžio rodiklį ir tokiu būdu rasti fazinio sinchronizmo kampą konkrečiai tribangei sąveikai.

Fazinio sinchronizmo sąlygos tiesiogiai priklauso nuo sąveikaujančių bangų poliarizacijų, todėl anizotropiniuose kristaluose išskiriamos I ir II tipo tribangės sąveikos. I tipo sąveikoje dvi bangos turi vienodą poliarizaciją, o trečioji – ortogonalią; tokios schemos žymimos *ooe* arba *eeo*. Kadangi I tipo sąveikoje dvi bangos sklinda su tuo pačiu lūžio rodikliu, daugeliu atvejų grupinių greičių nederinimas yra mažesnis negu II tipo sąveikoje, todėl gali būti gaunama platesnė stiprinimo juosta [18]. Tuo tarpu II tipo sąveikoje dvi bangos yra ortogonaliai poliarizuotos ir yra galimos *oeo*, *oeo*, *ooo* arba *ooo* schemos. II tipo sąveikoje parametrinio signalo dažnis yra daug jautresnis kristalo kampiniam derinimui, negu I tipo sąveikoje, todėl II tipo sąveika plačiai naudojama parametriniuose stiprintuvuose.

Kai fazinio sinchronizmo sąlyga nėra tenkinama, t.y. $\Delta k \neq 0$, generuojamos bangos amplitudė ima periodiškai svyruoti ir netiesinės sąveikos efektyvumas reikšmingai sumažėja, tačiau kaip matysime vėliau, fazinis nederinimas taip pat gali būti panaudotas kaskadiniams netiesiniams efektams realizuoti.

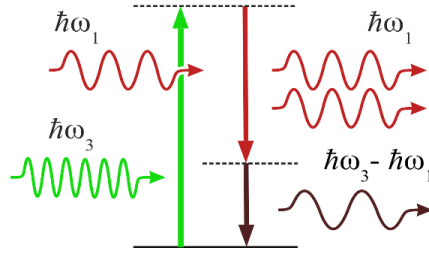
1.4. Optinis parametrinis stiprinimas

Šiame skyrelyje išsamiau aptariama optinio parametrinio stiprinimo tribangė sąveika. Iš esmės tai yra skirtuminio dažnio generacijai analogiškas procesas, kai iš dviejų sąveikaujančių bangų generuojama nauja skirtuminio dažnio banga, tik šiuo atveju į netiesinį kristalą kartu su intensyvia kaupinimo banga (angl. *pump wave*) įvedama silpna signalinė banga (angl. *signal wave*). Silpna signalinė banga, dar vadinama užkratu (angl. *seed wave*), sąveikaudama su kaupinimo banga yra stiprinama, net esant nedidelei pradinei amplitudei. Kadangi aukštesnio dažnio kaupinimo banga perduoda energiją žemesnio dažnio bangoms, šis reiškinyss dar vadinamas dažnio keitimu žemyn (angl. *down conversion*) [23]. Pagal energijos tvermės dėsnį kartu sugeneruojama ir šalutinė banga (angl. *idler wave*), kurios dažnis bei fazė yra susieti su kaupinimo ir signaline bangomis [25]. Taigi OPA atvejui 1.3.1 sąlygą galima perrašyti taip:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1.4.1)$$

čia ω_p , ω_s ir ω_i yra atitinkamai kaupinimo, signalinės ir šalutinės bangų cikliniai dažniai. Paprasčiausiu atveju, kai nepaisoma kaupinimo bangos nusiskurdinimo, sprendžiant surišųjų bangų amplitudžių lygtis gaunami hiperbolinių funkcijų pavidalo sprendiniai signalinės ir šalutinės bangų amplitudėms [18], o esant dideliu parametriniam stiprinimui, šie sprendiniai atitinka eksponentinį amplitudžių augimą sklidimo kryptimi. Tačiau realių femtosekundinių parametrinių stiprintuvų atveju lygtyse atsiranda papildomi laikiniai nariai bei grupinių greičių nederinimas, kuris riboja efektyvios sąveikos ilgį bei fazinio sinchronizmo spektro plotį.

1 pav. pavaizduotas paprastas parametrinės sąveikos modelis, pagrįstas fotonų sugertimi ir emisija per virtualius netiesinės terpės lygmenis, kurių atsiradimas siejamas su medžiagos savybių moduliacija optiniu dažniu [21]. Kaupinimo fotonas ω_3 sužadina medžiagą į virtualią būseną, o signalinės bangos fotonas ω_1 stimuliuoja tokios pačios fazės papildomo signalo fotono emisiją, todėl vyksta parametrinis stiprinimas. Tuo pačiu metu generuojamas ir šalutinės bangos fotonas ω_2 , tenkinantis energijos tvermės sąlygą. Kadangi parametrinė sąveika vyksta per virtualias būsenas, o ne realius lygmenis, kaip lazeriniuose stiprintuvuose, išvengiama energijos kaupimosi ir su tuo susijusių šiluminių efektų.



1 pav. Virtualių energijos lygmenų diagrama, vaizduojanti optinio parametrinio stiprinimo procesą

Dėl optiniams parametriniams stiprintuvams būdingos plačios stiprinimo juostos, šie prietaisai gali stiprinti femtosekundinius impulsus, o panaudojant nekolinearią sąveikos geometriją – net ir kelių optinių ciklų impulsus. Tipinėje optinio parametrinio stiprintuvo schemoje femtosekundinio lazerio impulsas padalinamas į dvi dalis: viena jų naudojama kaip kaupinimo banga, o kita, mažos energijos (kelių μJ) dalis, stipriai fokusuojama į netiesinio kristalo (įprastai safyro) plokštelę, kurioje dėl įvairių laikinių bei erdvinų $\chi^{(3)}$ netiesinių efektų generuojamas itin plataus spektro baltos šviesos kontinuumas [14]. Kontinuumas yra naudojamas kaip plačiajuostis užkratas parametriniam stiprinimui ir yra daug stabilesnis bei geresnės erdvinės kokybės nei parametrinės fluorescencijos užkratas, naudojamas optiniuose parametriniuose generatoriuose. Tačiau reikia pridurti, kad parametrinė superfluorescencija neišvengiamai pasireiškia ir parametriniame stiprintuve, kadangi jos generacija prasideda nuo spontaninių vakuumo kvantinių svyravimų. Fizikiniu požiūriu šis procesas gali būti interpretuojamas kaip spontaniška dviejų fotonų emisija per virtualų netiesinės terpės lygmenį, sužadintą kaupinimo bangos lauko [26]. Pabrėžiant savaiminį vyksmo pobūdį, literatūroje šis reiškinys dar vadinamas spontaniniu parametriniu dažnio keitimu žemyn (angl. *Spontaneous parametric down-conversion* – SPDC). PSF signalą sudaro visos galimos dažnių ir krypčių kombinacijos, kurios tenkina energijos tvermės ir fazinio sinchronizmo sąlygas, todėl šios komponentės neišvengiamai stiprinamos kaupinimo impulso. Kadangi PSF yra stochastinis procesas, signalui yra būdingi dideli energijos svyravimai nuo impulso prie impulso (angl. *shot-to-shot*) bei prasta erdvinė pluošto kokybė. Be to, išilginė padėtis netiesiniame kristale, kurioje vyksta stiprinimas, taigi ir absoliutus užkrato impulso vėlinimas kaupinimo impulso atžvilgiu, laikui bėgant taip pat kinta atsitiktinai [14].

1.5. Kaskadinis kvadratinis netiesiškumas

Kaip jau aptarta, efektyviausia tribangė sąveika realizuojama esant faziniam sinchronizmui ($\Delta k = 0$), o esant faziniam nederinimui ($\Delta k \neq 0$), dažnio keitimas tampa neefektyvus ir energijos mainai tarp bangų tampa periodiniai [16]. Kaskadinis kvadratinis netiesiškumas dažniausiai aiškinamas faziškai nesuderintos antrosios harmonikos generacijos pavyzdžiu. Fundamentinė banga generuoja silpną antrosios harmonikos lauką, tačiau dėl $\Delta k \neq 0$ harmonikos banga sklinda nevienodu faziniu greičiu fundamentinės bangos atžvilgiu, todėl tarp šių laukų kaupiasi santykinis fazės skirtumas. Dėl šio fazinio nesutapimo harmonikos laukas po dalinės konversijos pradeda konvertuotis atgal į fundamentinę bangą – šis procesas vadinamas atgaline konversija (angl. *back conversion*). Laukas, konvertavęsis atgal, interferuoja su fundamentiniu lauku jau turėdamas papildomą fazės postūmį, todėl fundamentinė banga po kiekvieno tokio ciklo įgyja nuo intensyvumo priklausomą fazės poslinkį [27]. Kadangi didelio fazinio nederinimo atveju generuojamos bangos amplitudė išlieka palyginti maža, pagrindinis stebimas efektas yra ne dažnio keitimas, o netiesinė fazės moduliacija, todėl tokį reiškinį galima aprašyti kaip kaskadinį antrosios eilės procesą su efektiniu kubiniu netiesiškumu [21]

$$\chi_{eff}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega) = \chi^{(2)}(-\omega; 2\omega, -\omega): \chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega) \quad (1.5.1)$$

Kai fazinis nederinimas yra pakankamas, kad energijos perdavimas taptų neefektyvus, tačiau bangos išliktų susietos parametrine sąveika, kaskadinis procesas gali būti aprašomas kaip Kero tipo netiesiškumas. Tokiu atveju efektyvus netiesinis lūžio rodiklis yra proporcingas kvadratinio netiesiškumo koeficiento kvadratu ir atvirkščiai proporcingas Δk .

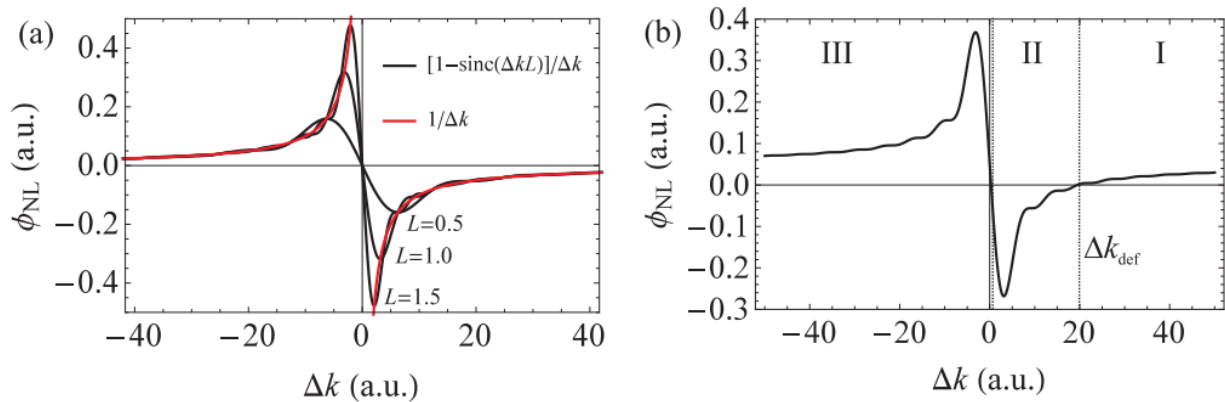
$$n_2^{casc} \propto -\frac{d_{eff}^2}{\Delta k} \quad (1.5.2)$$

Akivaizdu, jog efektyvaus netiesiškumo ženklas gali būti valdomas keičiant Δk , todėl, skirtingai nei Kero netiesiškumo atveju, galima gauti tiek savaiminį fokusavimą, tiek savaiminį defokusavimą [28]. Būtent ši savybė laikoma viena svarbiausių kaskadinio netiesiškumo pranašumų, o n_2^{casc} dydis gali viršyti elektroninio n_2 vertę net iki 1000 kartų [21].

Realiuose kristaluose kaskadinis netiesiškumas veikia kartu su medžiagos vidiniu Kero tipo netiesiškumu, tad bendras efektyvus atsakas yra

$$n_2^{eff} = n_2^{casc} + n_2^{Kerr} \quad (1.5.3)$$

Kadangi Kero indėlis yra teigiamas (skaidrioms dielektrinėms terpėms $n_2 > 0$), norint pasiekti savaiminį defokusavimą kaskadinis indėlis turi dominuoti [29]. 2 pav. parodyta netiesinio fazės poslinkio priklausomybė nuo fazinio nederinimo – didžiausias netiesinis fazės poslinkis pasiekiamas tuomet, kai $\Delta k L \approx \pi$ [30]. 2 pav. (b) parodytas bendras netiesinis fazės poslinkis kartu įvertinus Kero netiesiškumo indėlį – I ir III srityse vyrauja fokusuojantis netiesiškumas, o II srityje kaskadinis indėlis kompensuoja medžiagos Kero netiesiškumą ir bendras atsakas tampa defokusuojantis. Ribinė fazinio nederinimo vertė Δk_{def} atitinka sąlygą, kai kaskadinis ir Kero indėliai vienas kitą kompensuoja.



2 pav. Kaskadinio netiesinio fazės poslinkio priklausomybė nuo fazinio nederinimo (a) ir bendras netiesinis fazės poslinkis, atsižvelgiant į Kero netiesiškumą (b) [30].

Skirtingai nei elektroninis Kero atsakas, kaskadinis netiesiškumas nėra lokalus reiškinys, nes fazės poslinkis susidaro dėl energijos mainų tarp skirtingų dažnių bangų per baigtinį sklaidimo atstumą. Todėl, sąveikaujant ultratrumpiems impulsams, svarbu atsižvelgti į grupinių greičių nederinimą, dėl kurio impulsai atsiskiria laike. Tokiu atveju sumažėja konversijos ir atgalinės konversijos ciklų skaičius, todėl ribojamas kaskadinio netiesiškumo efektyvumas [31]. Be to, susidarantis fazės poslinkis gali būti iškraipomas [32]. Siekiant išvengti šių iškraipymų, būtina užtikrinti pakankamai didelį fazinį nederinimą, kad konversijos ciklai įvyktų greičiau nei impulsų atsiskyrimas dėl GVM. Nors didinant Δk galima gauti kokybiškesnį fazės poslinkį, paties netiesinio efekto amplitudė mažėja. Todėl kaskadinio fazės poslinkio pritaikomumas konkrečioje sistemoje galiausiai priklauso nuo naudojamų kristalų netiesiškumo stiprumo.

Kaskadinis netiesiškumas dėl unikalių savybių plačiai taikomas ultratrumpųjų impulsų spūdoms, Kero lęšio modų sinchronizacijai [7], optiniam signalų apdorojimui [16], superkontinuumo generacijai [33] bei solitonų formavimui [34].

1.6. BBO kristalo savybių apžvalga

Beta bario boratas (BBO, β -BaB₂O₄), pirmą kartą užaugintas tik 1984 m., optiniuose parametriniuose stiprintuvuose yra vienas plačiausiai naudojamų netiesinių kristalų. Šis kristalas priklauso neigiamų vienašių kristalų grupei ($n_o > n_e$) ir pasižymi simetrijos grupe $3m$. Praktiniu požiūriu svarbu tai, kad BBO gali būti užaugintas geros optinės kokybės, yra nehigroskopiškas ir chemiškai bei mechaniškai stabilus kristalas, dėl to jo paviršiai gali būti lengvai poliruojami ir padengiami skaidrinančiomis dangomis [35].

Svarbi BBO charakteristika yra didelis dvejopas lūžis, kuris yra didesnis nei daugelyje kitų netiesinių kristalų, pavyzdžiui, KDP ar LBO [35]. Didelis dvejopas lūžis leidžia pasiekti fazinį sinchronizmą plačiame bangos ilgių diapazone, tačiau kartu lemia ir ryškų skersinį pluoštų poslinkį (angl. *walk-off*), kuris ypač reikšmingas II tipo *eo**e*, *oe**e* sąveikose, nes erdvinis poslinkis pasireiškia dviem sąveikaujančioms bangoms. Tipinės šio kampo ρ reikšmės BBO kristale, priklausomai nuo sąveikos tipo ir bangos ilgio, siekia kelis laipsnius ir gali viršyti 4° [25]. Todėl naudojant ilgus kristalus ir mažų matmenų pluoštus, efektyvus parametrinio stiprinimo ilgis gali tapti gerokai mažesnis už geometrinį kristalo ilgį.

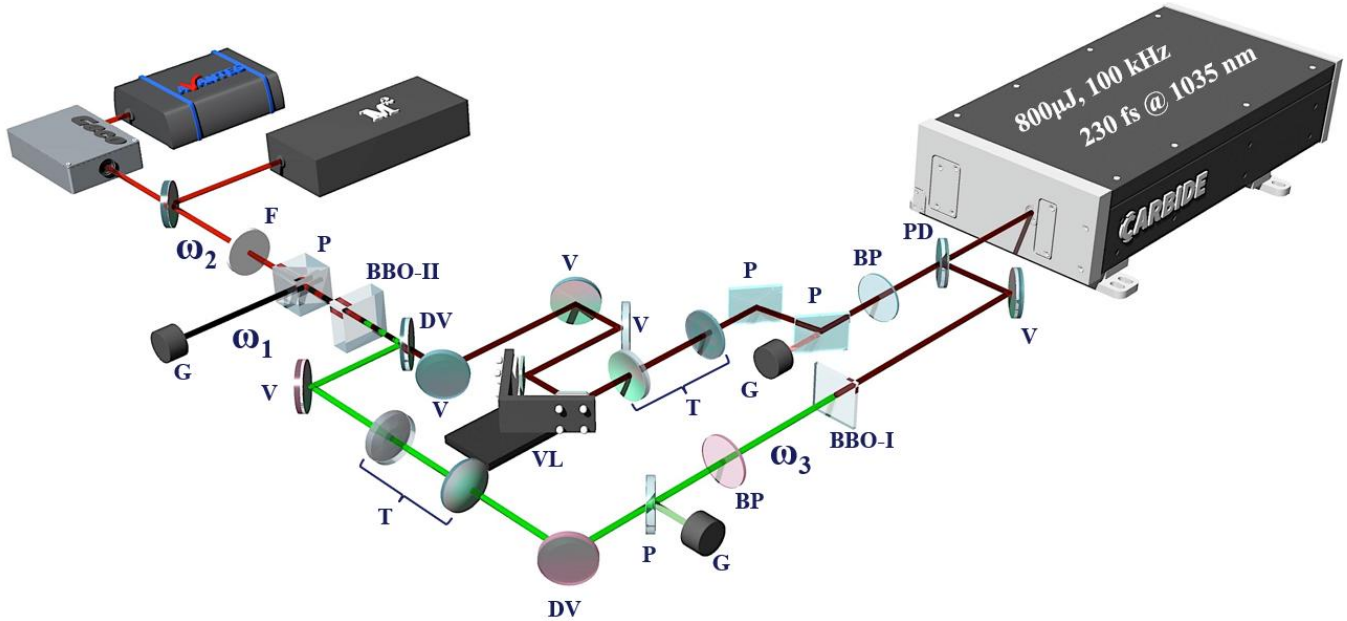
Viena svarbiausių BBO savybių yra platus optinio skaidrumo diapazonas, apimantis 0,189 – 3,5 μ m bangos ilgius [35], be to, BBO pasižymi nedidele dispersija ir aukštu pažeidimo slenksčiu (> 1 J/cm² [22]), todėl yra tinkamas femtosekundinių impulsų taikymams. Didelis kvadratinis netiesiškumas ($d_{22} \sim 2,3$ pm/V [22]) leidžia efektyviai panaudoti kristalą tribangėse sąveikose, o santykinai nedidelis Kero tipo netiesiškumas ($n_2 = 3,6 \times 10^{-16}$ cm²/W, kai $\lambda = 800$ nm [21]) yra aktualus kaskadinio kvadratinio netiesiškumo procesuose [36].

2. Eksperimento schema

Šio darbo eksperimentui atlikti naudotas 1030 nm centrinio bangos ilgio „CARBIDE“ lazerinis šaltinis (gamintojas – UAB „Light Conversion“), 100 kHz pasikartojimo dažniu generuojantis 80 W vidutinės galios, 800 μ J energijos < 230 fs trukmės impulsus, kurių centrinis bangos ilgis yra 1035 nm. Fundamentinė spinduliuotė optinio parametrinio stiprinimo schemoje naudojama kaip užkratas, o jos antroji optinė harmonika – kaip kaupinimo banga.

Pirmiausia lazerio pluoštas santykiu 90/10 yra padalinamas pluošto dalikliu į dvi šakas. Pirmojoje – užkrato šakoje pastatytas atenuatorius, sudarytas iš $\lambda/2$ fazinės plokštelės bei dviejų Briusterio poliarizatorių. Atsispindėjęs nuo antro poliarizatoriaus (*s* poliarizacijos) pluoštas nukreipiamas į vėlinimo liniją iš dviejų 45° veidrodžių ant motorizuoto transliacinio staliuko. Pradinis pluošto profilis, kurio ilgoji ašis lygi 4,37 mm, trumpoji ašis – 4,12 mm, yra sumažinamas 5 kartus $f_1 = +200$ mm ir $f_2 = -40$ mm židinio nuotolio lęšiais. Panaudojant atenuatorių pirmos šakos impulso smailinį intensyvumą už teleskopo galima valdyti iki ~ 120 GW/cm². Užkratinis impulsas toliau nukreipiamas į stiprinimo kristalą – II tipo 8 mm ilgio BBO ($\theta = 28^\circ$, $\Phi = 0^\circ$). Antrojoje – kaupinimo šakoje, pluoštas sklinda per I tipo 1,5 mm storio BBO kristalą ($\theta = 23^\circ$, $\Phi = 0^\circ$), kuriame ~ 63 % keitimo efektyvumu generuojama fundamentinio impulso antroji optinė harmonika ($\lambda = 517,5$ nm). *P* poliarizacijos antros harmonikos impulsas pereina per atenuatorių, kurį sudaro $\lambda/2$ fazinė plokštelė ir plonasluoksnis 45° poliarizatorius, toliau pluošto dydis yra sumažinamas $\sim 2,7$ karto $f_1 = +200$ mm ir $f_2 = -75$ mm židinio nuotolio lęšiais. Kaupinimo bangos intensyvumą kristale atenuatoriumi galima reguliuoti iki ~ 120 GW/cm². Kaupinimo impulsas nukreipiamas į OPA kristalą, kuriame parametrinė sąveika realizuojama kolinearioje konfigūracijoje. Už stiprintuvo pastatytas *Glan-Taylor* tipo poliarizatorius sugeneruotų impulsų atskyrimui bei juostinis filtras šalutinei bangai praleisti. Eksperimento schema yra pavaizduota 3 pav.

Eksperimento metu impulso trukmės bei FROG matavimams naudotas daugiašūvis impulsų autokoreliatorius „Geco“ (UAB „Light Conversion“), pluošto kokybės įvertinimui – M^2 parametro matavimo sistema „Newt“ (UAB „Light Conversion“), spektrų registravimui – spektrometrai „Broadcom Qmini VIS/NIR“, „Avantes AvaSpec-2048“ ir „Ocean Insight NIRQuest“, o pluošto profilio matavimams naudojama „Cinogy's CMOS CinCam“ kamera su „RayCi“ programine įranga.

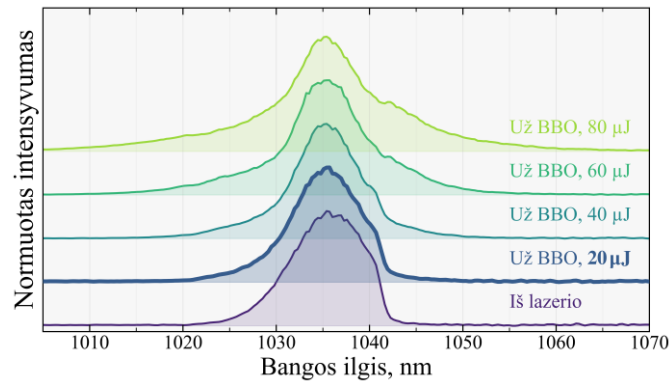


3 pav. Eksperimento schema. PD – pluošto daliklis, V – veidrodis, BP – banginė plokštelė, P – poliarizatorius, T – teleskopas, VL – vėlinimo linija, DV – dichroinis veidrodis, F – filtras, G – pluošto gaudyklė.

3. Eksperimento rezultatai

3.1. Derinimo diapazono optimizavimas

Kadangi parametrinės sąveikos metu siekiama ištirti antros eilės netiesiškumo efektus, svarbu sumažinti SPM įtaką užkrato spektro plėtimui. Todėl pirmiausia ištirta užkrato spektro priklausomybė nuo impulso energijos – užregistruoti skirtingos energijos impulsų spektrai tiesiai iš lazerinio šaltinio bei po sklidimo per 8 mm storio BBO kristalą, impulso energiją keičiant atenuatoriaus banginę plokštelę. Iš spektrų, pavaizduotų 4 pav. matyti, kad nuo $\sim 40 \mu\text{J}$ impulso energijos pradeda ryškėti spektrinių sparnų plėtimasis, o didinant energiją iki $60\text{--}80 \mu\text{J}$, spektro sparnai prasiplečia iki gerokai platesnio bangos ilgių intervalo. Kristalo vietoje išmatuotas pluošto dydis buvo $x = 1 \text{ mm}$ ir $y = 0,74 \text{ mm}$. Apskaičiuota, kad esant $40 \mu\text{J}$ impulso energijai smailinis impulso intensyvumas siekia beveik 60 GW/cm^2 , o $60\text{--}80 \mu\text{J}$ energijos intervale padidėja iki $85\text{--}115 \text{ GW/cm}^2$. Būtent šiame intervale stebimas ryškesnis spektro plėtimasis – nors spektras FWHM aukštyje neplinta, spektro plotis ties $1/e^2$ intensyvumo lygiu padidėja beveik dvigubai.



4 pav. Užkrato impulso spektrai: tiesiai iš lazerinio šaltinio bei už 8 mm BBO kristalo keičiant impulso energiją.

Netiesinių fazinių efektų stiprumui įvertinti apskaičiuotas B-integralas, nusakantis per terpės ilgį sukaupiamą netiesinį fazės prieaugį:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_k} n_2 I(t, z) dz \quad (3.1.1)$$

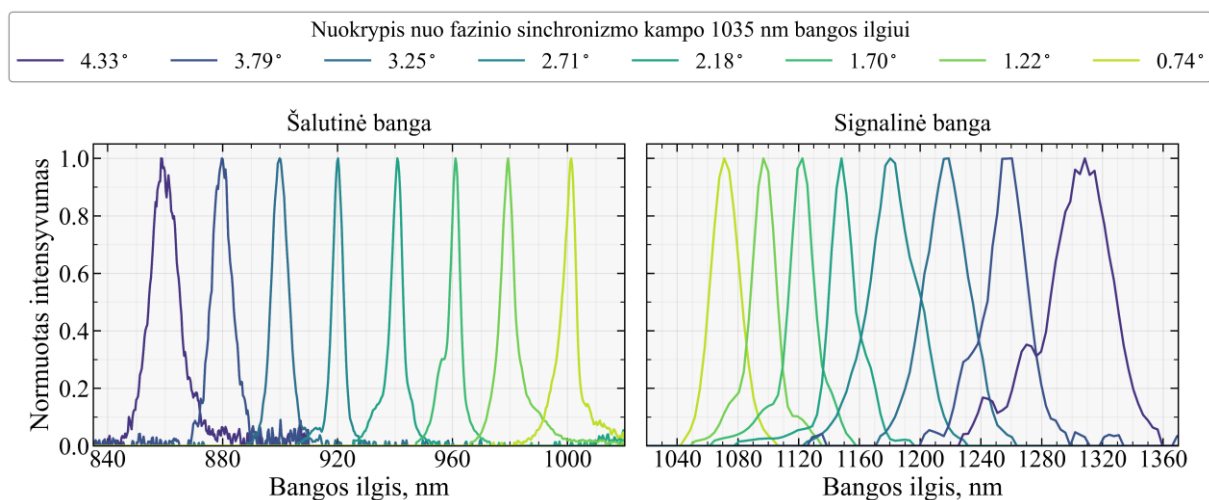
Pažymėtina, kad čia B-integralas buvo skaičiuotas supaprastintame artinyje, kuriame neatsižvelgiama į impulso formos bei pluošto profilio pokyčius sklaidimo per terpę metu. Taigi 60–115 GW/cm² intensyvumo intervale per 8 mm storio BBO kristalą sukaupiamas ~1,5–3 rad netiesinis fazės prieaugis. Daugelio netiesinio spektro plėtimo schemų atveju B-integralo reikšmę siekiama išlaikyti artimą 1 rad, nes didesnės vertės gali lemti reikšmingus erdvinius ir laikinius impulso iškraipymus. Atsižvelgiant į tai, kad esant didesnėms užkrato energijoms pradeda ryškėti kubinio netiesiškumo sukelti spektro pokyčiai, tolimesniems eksperimentams pasirinkta 20 μJ užkrato energija, atitinkanti ~30 GW/cm² smailinį impulso intensyvumą.

3.1.1. Derinimo diapazonas ir keitimo efektyvumas 8 mm BBO kristale

Schemos derinimas pradėtas ieškant fazinio synchronizmo sąlygų 1035 nm fundamentinės spinduliuotės centriniam bangos ilgiui, keičiant II tipo BBO kristalo kampą bei reguliuojant užkrato impulso atvykimo laiką vėlinimo linija. Nuo fazinio synchronizmo padėties mažais žingsniais buvo keičiamas kristalo kampas, taip didinant fazinį nederinimą.

5 pav. pateikti sugeneruotų signalinės ir šalutinės bangų spektrai keičiant BBO kristalo kampą fazinio synchronizmo atžvilgiu, esant fiksuotai 200 μJ kaupinimo impulso energijai. Legendoje pateiktas kampo nuokrypis nuo empiriškai nustatyto fazinio synchronizmo kampo 1035 nm bangos ilgiui, pasirinkto kaip

atraminė padėtis (0°). Atsiradus naujoms parametrinės sąveikos metu sugeneruotoms spektrinėms komponentėms, už BBO kristalo pastatytas poliarizatorius *e* ir *o* bangų atskyrimui. Naujai sugeneruotos bangos, kurios poliarizacija sutapo su užkrato poliarizacija, bangos ilgis buvo didesnis nei kitos parametrinės sąveikos metu sugeneruotos bangos, todėl toliau ilgesnių bangų pusėje stebima banga vadinama signaline, o trumpesnių bangų pusėje – šalutine banga. Dėl patogesnio bangos atskyrimo nuo užkrato toliau detaliau analizuojama šalutinė banga.

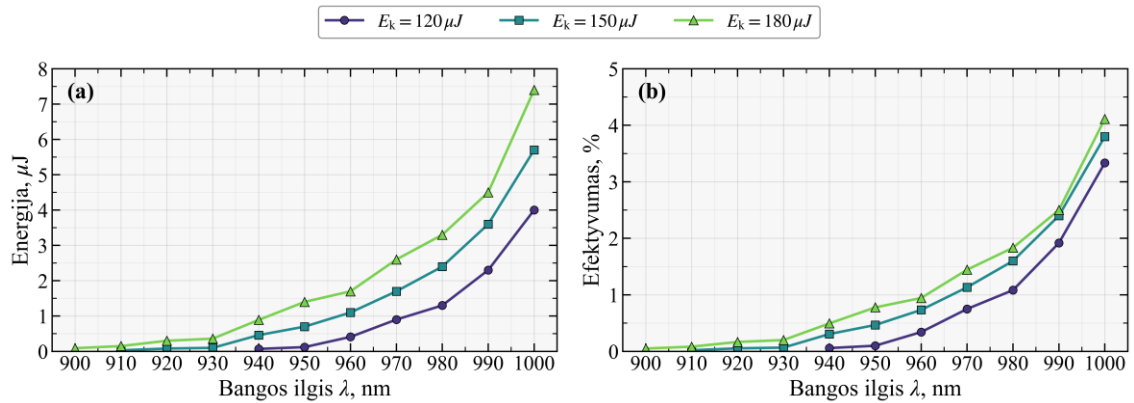


5 pav. Šalutinės ir signalinės bangų spektrai keičiant BBO kristalo kampą, $E_{\text{kaup.}} = 200 \mu\text{J}$.

Matyti, kad didinant fazinį nederinimą, šalutinės bangos centrinis bangos ilgis pasislenka į trumpesnių bangų sritį, o signalinės – į ilgesnių bangų sritį, kaip numato energijos tvermės sąlyga parametrinėje sąveikoje. Centriniam bangos ilgiui paslinkti per ~ 10 nm, reikalingas kristalo pasukimas buvo apie $0,25^\circ$. 8 mm storio BBO kristale didžiausias derinimo diapazonas apėmė ~ 850 – 1000 nm šalutinei bangai ir ~ 1070 – 1330 nm signalinei bangai. 1000 – 1070 nm diapazone spektras taip pat gali būti derinamas, tačiau šioje srityje spektrinę juostą sudėtingiau atskirti nuo užkrato. Pastebima, kad šalutinės bangos spektrai yra siauresni ir glotnesni nei signalinės bangos. Tai gali būti siejama su tuo, kad fazinio nederinimo sąlygomis užkrato spektras patiria papildomą fazinę bei spektrinę moduliaciją, o šalutinė banga efektyviai generuojama tik tiems dažniams, kuriems tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga.

Nustatius derinimo diapazoną, buvo išmatuota skirtingų bangos ilgių šalutinės bangos vidutinė galia, iš kurios apskaičiuota impulso energija. Taip pat įvertintas kaupinimo bangos keitimo į šalutinę bangą efektyvumas, apskaičiuotas kaip šalutinės bangos ir kaupinimo impulso energijų santykis. Kaip matyti iš 6 pav., didinant kaupinimo impulso energiją didėja ne tik sugeneruotos šalutinės bangos

energija, bet ir keitimo efektyvumas. Toks rezultatas yra tikėtinas, nes didėjant kaupinimo bangos intensyvumui didėja parametrinio stiprinimo koeficientas.

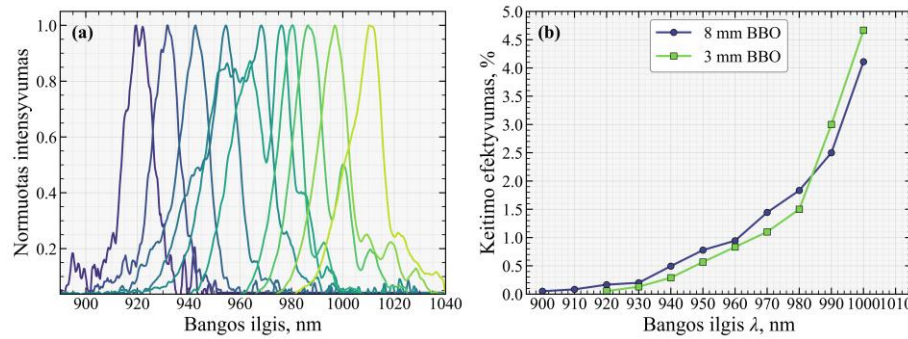


6 pav. Šalutinės bangos energijos (a) ir keitimo iš kaupinimo į šalutinę bangą efektyvumo (b) priklausomybė nuo bangos ilgio esant skirtingoms kaupinimo impulso energijoms 8 mm BBO kristale.

Artėjant prie išsigimusio parametrinio stiprinimo režimo, kai $\omega_s = \omega_i$, efektyvumas yra gerokai didesnis (4%), tačiau įdomiausia tiriamoji sritis yra trumpesni bangos ilgiai, kurių užkrato spektre pradinėmis sąlygomis praktiškai nėra. Šioje srityje keitimo efektyvumas, atsižvelgiant į tai, kad stiprinimas realizuojamas tik vienoje pakopoje, yra pakankamai didelis – pavyzdžiui, ties 970 nm bangos ilgiu pasiekama iki 1,5 %. Keitimo į bangos ilgius, trumpesnius nei 900 nm, efektyvumas $< 0,1\%$. Taigi galima teigti, kad fazinio nederinimo sąlygomis tribangė sąveika gali būti panaudota efektyviam naujų spektrinių komponentių generavimui ir stiprinimui OPA schemeje.

3.1.2. Derinimo diapazonas ir keitimo efektyvumas 3 mm BBO kristale

Kadangi ilguose kristaluose sąveikos efektyvumą mažina grupinių greičių nederinimas, naudojant tuos pačius schemas derinimo principus, ištirtas ir daug trumpesnis – 3 mm II tipo BBO kristalas. Šiame kristale pasiektas derinimo diapazonas buvo siauresnis – maksimalus šalutinės bangos derinimas į trumpesnių bangos ilgių sritį siekė ~ 920 nm (7 pav. a). Be to, šiam diapazonui pasiekti buvo naudota daug didesnė – $300 \mu J$ kaupinimo impulso energija. Taip pat apskaičiuotas ir keitimo efektyvumas bei palygintas su 8 mm kristalo rezultatais, pateiktais 6 pav. b, kai kaupinimo energija buvo $180 \mu J$. Kaip matyti iš 7 pav. b, panašios efektyvumo vertės 3 mm kristale pasiekiamos tik naudojant apie 1,6 karto didesnę kaupinimo impulso energiją.



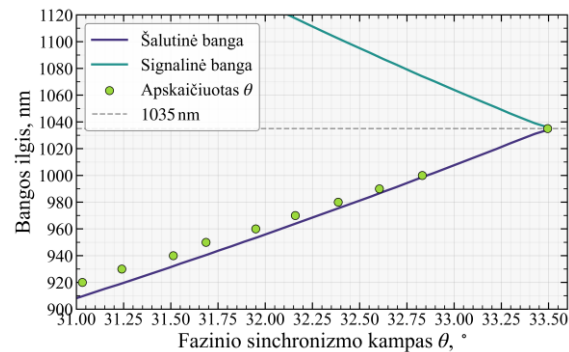
7 pav. Šalutinės bangos spektrai keičiant kristalo kampą 3 mm BBO kristale (a) ir keitimo efektyvumo palyginimas su 8 mm kristalu (b). Čia $E_{\text{kaup}}(8\text{mm BBO}) = 180 \mu\text{J}$ ir $E_{\text{kaup}}(3\text{mm BBO}) = 300 \mu\text{J}$.

Taigi fazinio nederinimo sąlygomis 3 mm kristale taip pat pavyko pastiprinti dažnius už užkrato spektro ribų, tačiau trumpesnis netiesinės sąveikos ilgis turėjo būti kompensuojamas didesne kaupinimo energija. Gautas ne tik siauresnis derinimo diapazonas, bet ir mažesnis keitimo iš kaupinimo į šalutinę bangą efektyvumas. Tai rodo, kad ilgesnis netiesinės sąveikos ilgis šiuo atveju yra svarbesnis efektyviam naujų dažnių generavimui nei vien kaupinimo impulso intensyvumo didinimas. Todėl tolesni matavimai atlikti naudojant 8 mm ilgio BBO kristalą.

3.1.3. Teorinių derinimo kreivių II tipo BBO atitikimas

Teorinės derinimo kreivės buvo apskaičiuotos siekiant palyginti eksperimentiškai išmatuotą parametrinės sąveikos derinimą su teorinėmis II tipo fazinio sinchronizmo sąlygomis BBO kristale. Paprastosios ir nepaprastosios bangų lūžio rodikliai apskaičiuoti pasinaudojus BBO kristalui išvestomis Sellmeier lygtimis laikant, kad užkrato banga yra o , o kaupinimo banga – e poliarizacijos. Efektinis lūžio rodiklis apskaičiuotas pagal 1.3.4 išraišką. Kiekvienam kristalo kampui ieškota bangos ilgių poros, kuriai geriausiai tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga. Taip nubrėžtos teorinės signalinės ir šalutinės bangų derinimo kreivės. Eksperimentiniai fazinio sinchronizmo kampai gauti iš nustatytų mechaninių kristalo pasukimo kampų, kurie perskaičiuoti į vidinius kristalo kampus pagal Snelio dėsnį. Šie kampai susieti su fazinio sinchronizmo kampu, atitinkančiu 1035 nm, kuris buvo laikomas atraminiu tašku. Gauti rezultatai, pateikti 8 pav., rodo, kad nuo sinchronizmo ties 1035 nm iki ~970 nm šalutinės bangos, eksperimentiniai taškai gerai atitinka teorinę kreivę, o link trumpesnių bangos ilgių matomas didesnis išsibarstymas. Galima pastebėti, kad nuokrypis nuo teorinės kreivės didėja mažėjant bangos ilgiui, t. y. eksperimentiškai registruojamas bangos ilgis pasislenka vis mažiau, nei užduoda teorinė sinchronizmo kreivė. Kadangi šios komponentės pradinėmis sąlygomis užkrato spektre neegzistuoja, tikėtina, kad jų

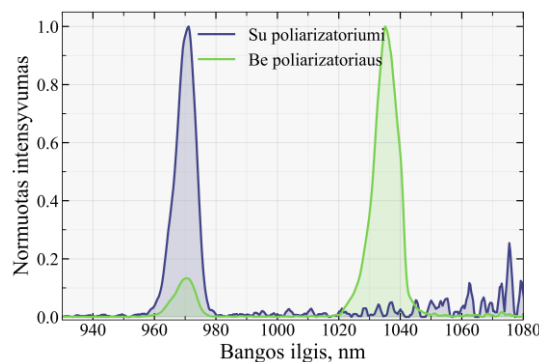
generacija susijusi su fazinio nederinimo sąlygomis vykstančiu spektro plėtimu. Didėjant faziniam nederinimui silpnėja kaskadinio netiesiškumo sukeltas spektro plėtimas, todėl eksperimentiškai apskaičiuoti kampai trumpųjų bangų srityje gali nukrypti nuo idealaus fazinio synchronizmo modelio ir norint pasiekti tam tikrą bangos ilgį kristalą reikia pasukti vis didesniu kampu. Vis dėlto eksperimentiškai apskaičiuotos synchronizmo kampo vertės išlaiko aiškią priklausomybę nuo derinimo kampo, todėl galima teigti, kad naujai sugeneruoti bangos ilgiai gerai atitinka tribangės parametrinės sąveikos modelį.



8 pav. Apskaičiuotų fazinio synchronizmo kampų palyginimas su teorinėmis derinimo kreivėmis II tipo BBO kristalui.

3.2. Šalutinės 970 nm bangos charakteristikos

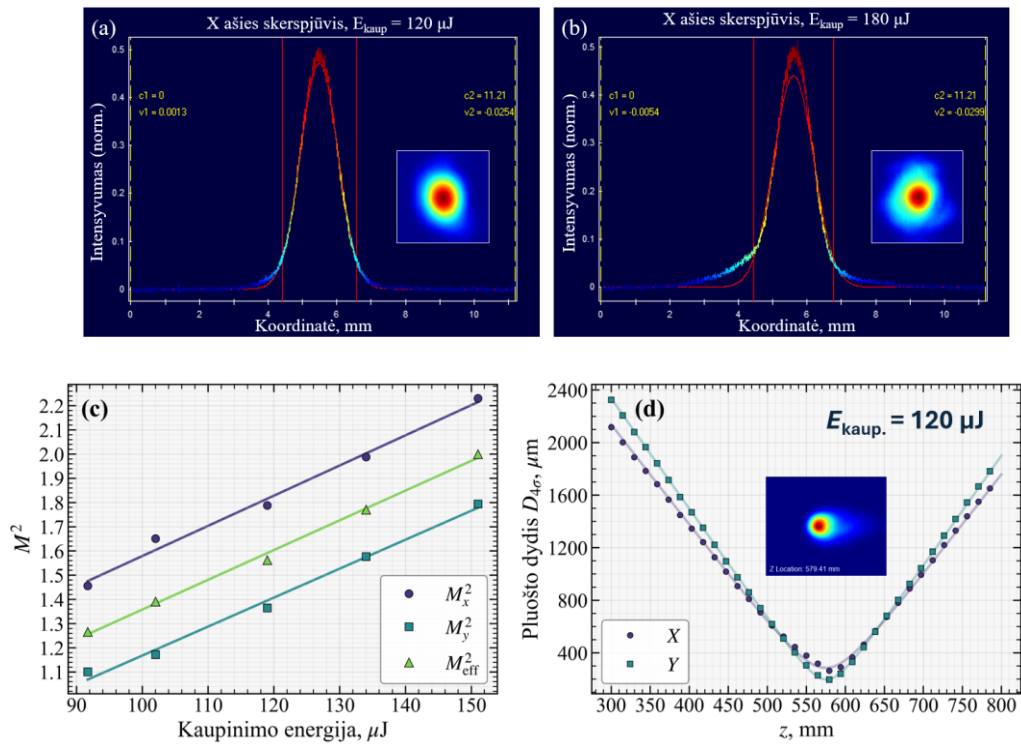
Išsamesnei analizei pasirinkta 970 nm šalutinė banga, kadangi šis bangos ilgis yra gerai atskirtas nuo užkrato spektro krašto ir pasižymi pakankamai dideliu keitimo efektyvumu (iki 1,5 % kaupinimo energijos po vienos pakopos stiprinimo). 9 pav. pavaizduoti užkrato ir šalutinės bangos spektrai – kaip matyti, spektrai lengvai atskiriami ir tarp užkrato bei šalutinės bangos spektrų nestebima papildomų spektrinių juostų. Taip pat užregistruotas spektras naudojant poliarizatorių, kuriuo nufiltruojama užkrato spinduliuotė. Triukšminga IR sritis yra spektrometro matavimo diapazono kraštas.



9 pav. Užkrato ir šalutinės 970 nm bangos, pasirinktos analizei, spektrai be poliarizatoriaus ir užkratą nufiltravus poliarizatoriumi.

3.2.1. Erdvinė kokybė

~25 cm atstumu už kristalo buvo išmatuoti pluošto profiliai, kai kaupinio energija siekė 120 μJ ir 180 μJ (10 pav. a ir b). Naudojant mažesnės kaupinio energijos impulsą, pluošto profilis yra artimas Gauso skirstiniui, tačiau kaupinant 180 μJ impulso energija intensyvumo skirstinyje atsiranda ryškesni sparnai. Apskaičiuota divergencija buvo ~6,7 mrad x ašimi ir 6 mrad y ašimi. Pluošto kokybės M^2 matavimai parodė, kad pluoštui būdinga ryškesnė asimetrija x ašimi, o išmatavus M^2 parametą kelioms skirtingoms kaupinio energijoms nustatyta, kad gautos priklausomybės gerai atitinka tiesinę aproksimaciją (10 pav. c). Vieno M^2 matavimo rezultatas, kai kaupinio energija lygi 120 μJ , pateiktas 10 pav. d. Gauta, kad $M_x^2 = 1,78$ ir $M_y^2 = 1,36$, o pluoštas sąsmaukoje yra asimetriškas ir stebimas intensyvumo masės centro poslinkis.

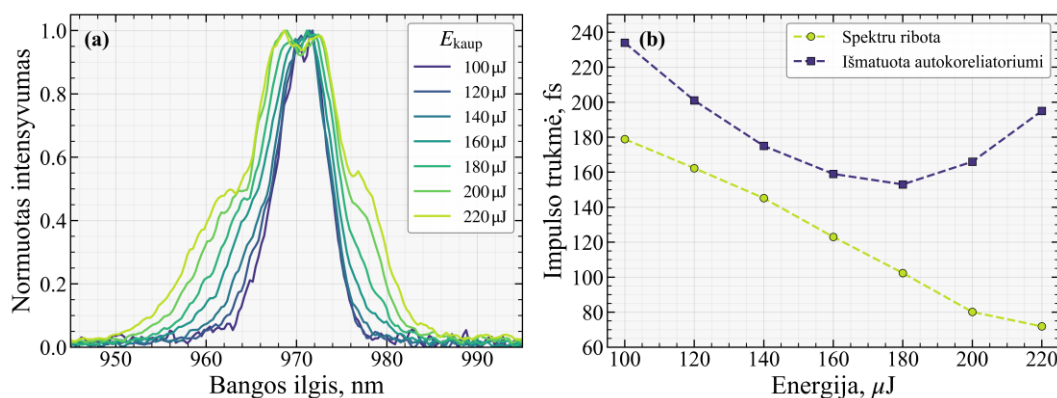


10 pav. Pluošto x ašies skerspjūvis, kai $E_{\text{kaup}} = 120 \mu\text{J}$ (a) ir $E_{\text{kaup}} = 180 \mu\text{J}$ (b) bei M^2 rezultatai (c, d).

Tokios savybės yra būdingos BBO kristalams dėl didelio skersinio pluoštų nunešimo ir dėl to atsirandančio netolygaus parametrinio stiprinimo skersinės koordinatės atžvilgiu [36], o literatūroje galima rasti panašių šalutinės bangos M^2 verčių [37]. Tiriama sąveikai skersinis nunešimas lygus 59 mrad, todėl po 8 mm kristalo pluoštai atsiskiria beveik 0,5 mm atstumu. Nors didinant kaupinio impulso energiją pluošto kokybė blogėja ir didesnėms kaupinio energijoms $M_{\text{eff}}^2 \approx 2$, pluoštas nepasižymi dideliais erdviniais iškraipymais ir galėtų būti naudojamas kitose stiprinimo pakopose.

3.2.2. Impulso spektras ir trukmė

Keičiant kaupinimo energiją užregistruoti 970 nm šaltinės bangos spektrai (11 pav. a). Didinant kaupinimo energiją, impulso spektras plečiasi, nes didėja kaupinimo intensyvumas ir parametrinio stiprinimo koeficientas, todėl stiprinamas platesnis spektro diapazonas. Taip pat matyti, kad spektro plėtimas yra nesimetris – spektras labiau plečiasi į trumpesnių bangos ilgių pusę, o esant didesnėms nei 180 μJ kaupinimo energijoms atsiranda ir spektriniai iškraipymai. Tokį efektą gali lemti keli veiksniai. Kadangi intensyvus kaupinimo impulsas moduliuoja signalinio impulso fazę (vyksta XPM), o sąveikaujantys impulsai skiriasi savo trukme bei faze, atsiranda netolygus skirtingų spektro komponentų fazinis moduliavimas. Be to, didėjant kaupinimo energijai gali didėti ir grupinių greičių nederinimo įtaka, todėl parametrinis stiprinimas tampa nevienodas skirtingoms impulso laikinėms dalims. Dėl to efektyviai stiprinama tik dalis impulso spektro, o spektro plėtimas tampa asimetriškas.



11 pav. Šaltinės bangos spektro priklausomybė nuo energijos (a) bei išmatuota bei spektru ribota impulso trukmės (b).

Iš užregistruotų spektrų buvo apskaičiuota spektru ribota impulso trukmė, taikant Furjė transformaciją dažnių srityje. Kadangi laikinis elektrinis laukas yra tiesiogiai susijęs su spektrine amplitude per Furjė transformaciją, bangos ilgio skalė pirmiausia buvo konvertuota į dažnių skalę. Atsižvelgiant į tai, kad tolygiai išsidėstę intensyvumo duomenų taškai bangos ilgio skalėje neatitinka tolygios energijos (arba dažnio) skalės dėl atvirkštinės priklausomybės tarp bangos ilgio ir dažnio, spektrinis intensyvumas buvo pakoreguotas taikant vadinamąją Jakobiano transformaciją [39]. Pakoreguotas spektrinis intensyvumas buvo interpoliuotas į tolygų dažnių tinklą, o už spektro ribų pridėtos nulio signalo sritys (angl. *zero padding*), siekiant padidinti atkuriamo laikinio profilio skyrą. Galiausiai spektrui buvo atlikta Furjė transformacija, o iš gauto laikinio intensyvumo profilio apskaičiuota spektru ribota impulso trukmė skirtingoms kaupinimo impulso energijos vertėms. 11 pav. b

atvaizduotos išmatuotos ir spektru ribotos impulso trukmės priklausomybės nuo kaupinimo energijos. Nustatyta, kad didėjant kaupinimo energijai spektru ribota impulso trukmė mažėja, kaip ir tikėtina iš užregistruotų spektrų plėtimosi, tačiau kai $E_{\text{kaup}} > 180 \mu\text{J}$, išmatuota impulso trukmė pradeda didėti dėl stiprėjančių impulso formos iškraipymų, pastebimų autokoreliacijos funkcijose, be to, ties $180 \mu\text{J}$ taip pat blogėja ir pluošto erdvinė kokybė, kaip buvo parodyta 10 pav. b.

3.2.3. Impulso kryžminės koreliacijos matavimai

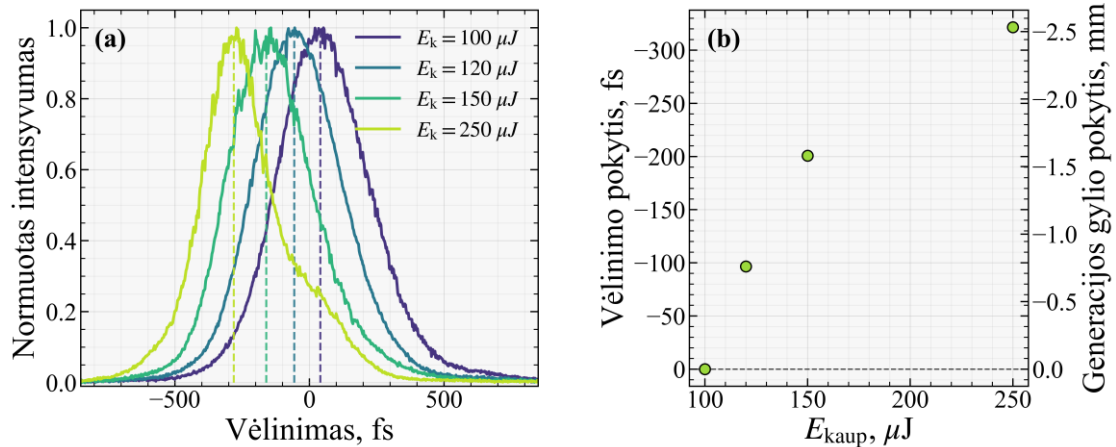
Kryžminės koreliacijos matavimai atlikti naudojant XFROG matavimo schemą, kurioje registruojamas netiesinės sąveikos tarp dviejų impulsų (šiuo atveju SFG signalo) intensyvumas keičiant jų tarpusavio vėlinimą. Įprastai XFROG technika naudojama norint atkurti impulso trukmę ir formą, tačiau šiame darbe schema naudojama impulso atvykimo laiko pokyčių įvertinimui.

Kadangi eksperimente parametriniam stiprinimui naudota tik $20 \mu\text{J}$ užkrato energijos, dalis užkrato impulso buvo atskirta dalikliu ir panaudota kaip zonduojantis impulsas 970 nm šalutinės bangos impulso kryžminės koreliacijos matavimui. Suderinus impulsų atvykimo laikus, pluoštai buvo fokusuojami ir erdviškai perdengiami naudojant $f = 400 \text{ mm}$ sferinį veidrodį $100 \mu\text{m}$ storio BBO kristale. Suminio dažnio (500 nm) spektras keičiant zonduojančio impulso vėlinimą registruojamas spektrometru, pastatytu netiesinio kristalo atvaizdo plokštumoje. Kristalo plokštumai atvaizduoti naudotas $f = 100 \text{ mm}$ lęšis. Matavimai atlikti keičiant kaupinimo energiją. Pastebėta, kad didinant kaupinimo energiją zonduojančio impulso vėlinimą reikia sumažinti, kad būtų gaunamas maksimalus suminio dažnio signalas. Ties skirtingomis kaupinimo energijomis gautos dvimatės spektrogramos konvertuotos į 1D kreives, integruojant pagal bangos ilgio ašį kiekviename vėlinimo taške:

$$I(\tau) = \int X(\lambda, \tau) d\lambda$$

Toks atvaizdavimas yra patogus, kai norima palyginti kelias spektrogramas, esančias arti viena kitos. Integruoto SFG signalo priklausomybė nuo vėlinimo ties skirtingomis kaupinimo energijos vertėmis pavaizduota 12 pav. a. Matyti, kad didėjant kaupinimo energijai šalutinės bangos vėlinimas mažėja – tai rodo, kad kai kaupinimo energija didesnė, netiesinė sąveika vyksta efektyviau ir signalinės bangos spektras moduliuojamas kristalo gylyje, artimesniame pradinei kristalo geometrinei koordinatei. Kaupinimo impulsas sklinda e , o signalinė banga – o poliarizacijoje, tačiau grupinių greičių nederinimas tarp jų yra nedidelis, todėl abu impulsai išlieka persidengę beveik per visą kristalo ilgį. Parametrinės sąveikos metu dalis signalinės bangos energijos konvertuojama į šalutinę bangą e poliarizacijoje, kurios

grupinis greitis kristale yra didesnis, todėl sugeneruota šalutinė banga nuo kaupinimo impulso palaipsniui atsiskiria.



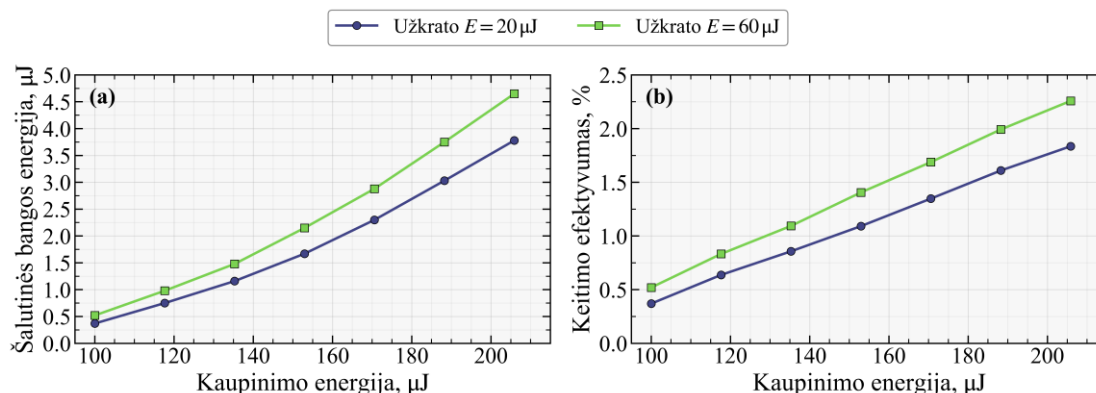
12 pav. Šalutinės bangos kryžminės koreliacijos intensyvumų priklausomybė nuo vėlinimo keičiant kaupinimo energiją (a) ir šalutinės bangos generacijos gylio pokyčio (b) priklausomybė nuo kaupinimo energijos

Bendras vėlinimo pokytis 100–250 μJ kaupinimo energijos intervale buvo apie 320 fs. Vėlinimo pokytis keičiant kaupinimo energiją buvo skaičiuojamas mažiausią kaupinimo energiją atitinkančios kreivės atžvilgiu. Grupinių lūžio rodiklių skirtumas tarp signalinės ir šalutinės bangų yra $\Delta n_g = 0,038$ [40], o $GVM \approx 127$ fs/mm. Iš kryžminės koreliacijos matavimų gauto vėlinimo ir GVM santykio apskaičiuotas šalutinės bangos generacijos gylio kristale pokytis, o jo priklausomybė nuo kaupinimo energijos pavaizduota 12 pav. b. Taigi, padidinus kaupinimo energiją nuo 100 iki 250 μJ , šalutinės bangos generacijos gylis pasislenka apie 2,5 mm link kristalo pradžios. Kadangi sugeneruota 970 nm šalutinė banga dėl GVM greitai atsiskiria nuo kaupinimo impulso, generacijai vykstant arčiau kristalo pradžios ji ilgesnį atstumą sklinda atsiskyrusi nuo kaupinimo impulso. Šiuo rezultatu taip pat galima pagrįsti 11 pav. pavaizduotą šalutinės bangos nesimetrinį spektro plėtimą.

3.2.4. Impulso energija

Pamatuota 970 nm šalutinės bangos energija didinant kaupinimo energiją ir apskaičiuotas keitimo iš kaupinimo į šalutinę bangą efektyvumas. Rezultatas rodo, kad keitimo efektyvumas beveik siekia 2 %, kai kaupinimo energija $E_{kaup} > 200 \mu J$ (žr. 13 pav). Toks pat matavimas pakartotas padidinus užkrato energiją iki 60 μJ . Kaip buvo parodyta 4 pav., tokios energijos užkrato spektras dėl savaiminės fazinės

moduliacijos reikšmingai išplinta. Tačiau net tris kartus padidinus užkrato energiją šaltinės bangos energija pakinta tik nežymiai.

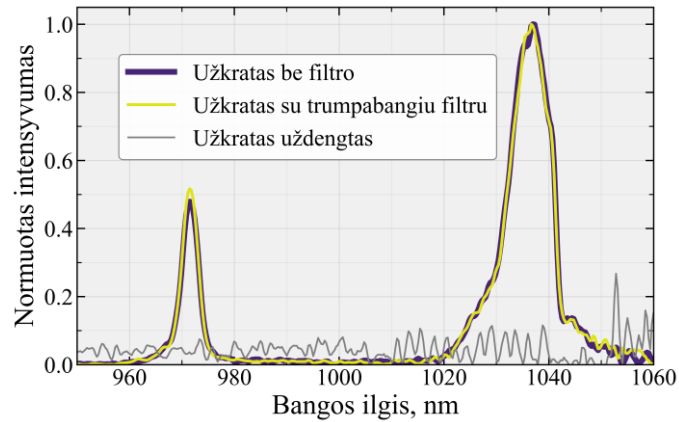


13 pav. Šaltinės 970 nm bangos energijos (a) ir keitimo efektyvumo (b) priklausomybės nuo kaupinimo energijos.

Iš šio rezultato galima padaryti porą išvadų. Pirmiausia, jei 970 nm bangos ilgis egzistuo-tų pradiniam užkrato spektre, padidinus užkrato impulso energiją būtų tikimasi gerokai didesnio šios spektrinės juostos stiprinimo. Antra, palyginti silpna priklausomybė nuo užkrato energijos rodo, kad efektyvus naujų dažnių generavimas ir stiprinimas gali būti realizuojamas naudojant ir mažos energijos užkratą, nes procesą daugiausia lemia kaupinimo impulso intensyvumas bei fazinio nederinimo sąlygos.

3.2.4. Impulso stabilumas

Šaltinės 970 nm bangos impulso amplitudės stabilumas buvo įvertintas registruojant fotodiodo signalą RIGOL MSO5072 osciloskopu bei atliekant statistinę impulsų amplitudžių analizę. Toks matavimas yra aktualus, kadangi dėl didelio kaupinimo intensyvumo spektre kartu stebima daug parametrinės fluorescencijos signalo, tačiau yra siekiama įrodyti, kad pastiprinti dažniai, kurių nėra užkrato spektre, nėra pastiprinta superfluorescencija. Žinoma, kad naudojant parametrinės fluorescencijos užkratą, stebimi dideli impulso energijos svyravimai.



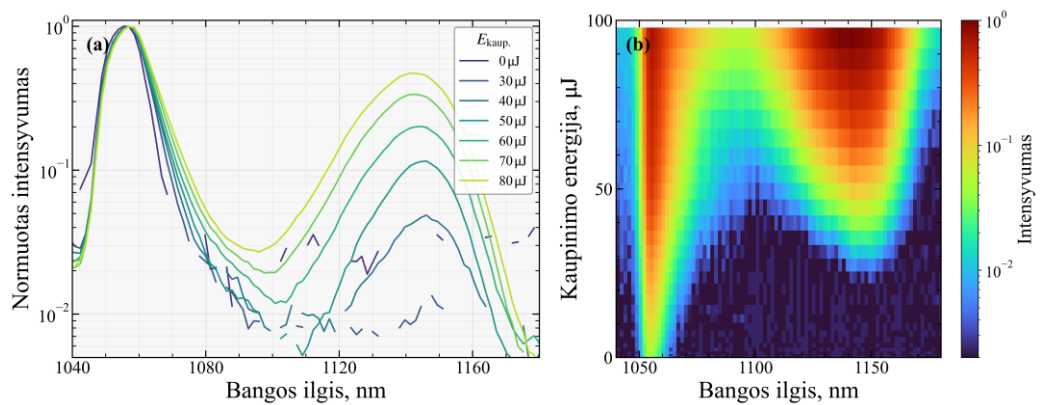
15 pav. Užkrato ir šalutinės bangos spektrai panaudojant trumpabangį filtrą užkrato šakoje ir be filtro.

Šalutinės bangos spektras ties ~ 970 nm išlieka praktiškai nepakitęs tiek naudojant filtravimą, tiek be jo. Tai rodo, kad ši spektrinė juosta nėra susijusi su silpnomis pradinio užkrato spektro komponentėmis, o yra generuojama parametrinės sąveikos metu.

Taip pat nustatyta, kad pilnai uždengus užkrato impulsą, spektre visiškai išnyksta tiek užkrato, tiek šalutinės (taip pat ir signalinės) bangos spektras. Šis rezultatas papildomai patvirtina, kad stebima sustiprinta banga nėra superfluorescencija, kuri gali būti stiprinama nenaudojant užkrato impulso.

3.3.2. Signalinės bangos spektro kitimas keičiant kaupinimo energiją

Siekiant detaliau ištirti fazinio nederinimo sąlygomis vykstantį spektro plėtimą, buvo registruojami signalinės bangos spektrai didinant kaupinimo impulso energiją. Matavimuose naudotas ilgabangis filtras, slopinantis trumpesnius nei 1050 nm bangos ilgius, taip dalinai užslopinant užkrato spektrą. Spektrai pateikti logaritminėje skalėje, siekiant geriau išryškinti silpnos moduliacijos ir mažo intensyvumo spektrines juostas. Gautas rezultatas pavaizduotas 16 pav.

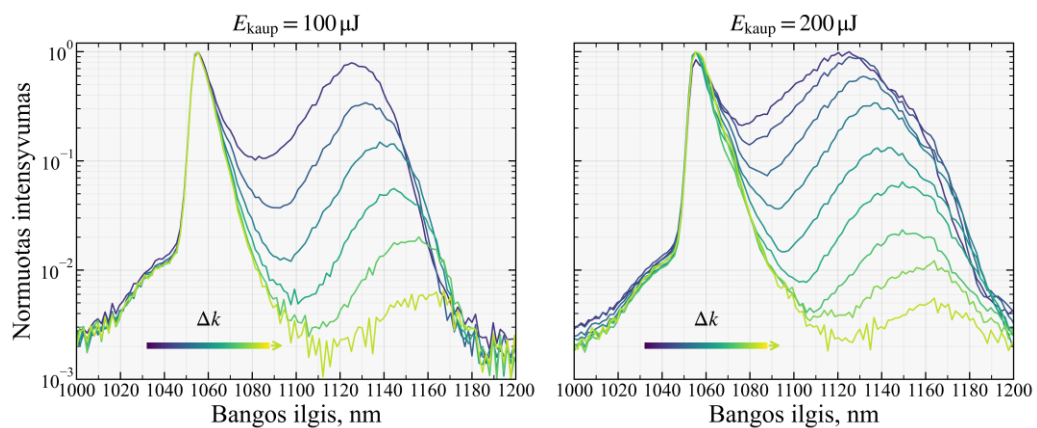


16 pav. Užkrato ir signalinės bangos spektrų kitimas keičiant kaupinimo energiją

Kaip matyti iš 16 pav. a, didinant kaupinimo energiją, užkrato spektras pradeda plisti – atsiranda spektrinis šlaitas ir toliau didinant kaupinimo energiją šis šlaitas yra stiprinamas ir palaipsniui slenka į ilgesnių bangos ilgių sritį. Tuo galima parodyti, kad pradžioje fazinio nederinimo sąlygomis užkrato spektras yra moduluojamas ir naujai sugeneruotos spektrinės komponentės parametrinės sąveikos metu yra sustiprinamos, kai atitinkamam bangos ilgiui tenkinamos fazinio sinchronizmo sąlygos. 16 pav. b pateiktas tas pats rezultatų rinkinys intensyvumo žemėlapyje. Čia aiškiau matyti, kad didėjant kaupinimo energijai signalinės bangos spektrinis maksimumas formuojasi ne staiga, o palaipsniui išryškėja iš platesnės mažo intensyvumo spektrinių moduliacijų srities, pereidamas į siaurą pastiprintą juostą. Tiesa, matavimus riboja nedidelis spektrometro dinaminis diapazonas. Vis dėlto akivaizdu, kad fazinio nederinimo sąlygomis OPA kristale gali būti generuojamos naujos spektrinės komponentės už pradinio užkrato spektro ribų, kurios dalyvauja parametrinio stiprinimo procese.

3.3.3. Signalinės bangos spektro kitimas keičiant kristalo kampą

Taip pat ištirta, kaip signalinės bangos spektras kinta keičiant fazinį nederinimą, t. y. sukančiant OPA kristalą nuo fazinio sinchronizmo kampo. 17 pav. pateikti signalinės bangos spektrai esant dviem skirtingoms kaupinimo impulso energijos vertėms – 100 μJ ir 200 μJ . Spektrai registruoti logaritminėje skalėje, siekiant aiškiau atvaizduoti mažo intensyvumo spektrines komponentes bei jų kitimą didėjant Δk .



17 pav. Užkrato ir signalinės bangos spektrų kitimas keičiant OPA kristalo kampą, kai kaupinimo energija lygi 100 μJ (a) ir 200 μJ (b)

Abiem atvejais matyti, kad didinant fazinį nederinimą signalinės bangos spektrinis maksimumas slenka į ilgesnių bangos ilgių sritį, o spektrinis intensyvumas palaipsniui mažėja. Esant didesnei kaupinimo impulso energijai tiesiogiai matomas efektyvesnis naujų dažnių stiprinimas. Taip pat galima pastebėti, kad didėjant faziniam nederinimui spektrinis šlaitas silpnėja ir tampa statesnis, t. y. spektro plėtimas vyksta mažiau efektyviai. Tai atitinka kaskadinės netiesinės sąveikos modelį, kadangi efektyvus netiesinis rodiklis n_2 mažėja didėjant Δk . Todėl, kuo labiau sistema nutolsta nuo fazinio sinchronizmo sąlygų, tuo silpnesnė tampa fazinė moduliacija ir tuo mažiau efektyviai generuojamos naujos spektrinės komponentės. Gauti rezultatai rodo, kad signalinės bangos spektras yra stipriai valdomas tiek kaupinimo impulso energijos, tiek fazinio nederinimo dydžio.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Naudojant tribangę sąveiką su faziniu nederinimu galima generuoti spinduliuotę, derinamą plačiame diapazone, naudojant tik 1035 nm užkrato impulsus. Naudojant II tipo 8mm BBO kristalą, pasiekamas derinimas ~850–1330 nm srityje, o 3mm kristalą – siauresniame ~920–1180 nm diapazone. Generuojama spinduliuotė atitinka teorines fazinio sinchronizmo kreives, o didžiausias keitimo efektyvumas iš kaupinimo į šalutinę bangą siekė 4%.
2. Parodyta, kad naujai sugeneruota spinduliuotė nėra sustiprinta parametrinė fluorescencija – užblokavus užkrato impulsą signalinė ir šalutinė bangos išnyksta, o impulso energijos stabilumo matavimai parodė tik 2,05 % amplitudės svyravimus. Tai pat tai nebuvo ir pradinio užkrato komponentų stiprinimas, nes nufiltravus užkrato spektro kraštą, sugeneruotos spinduliuotės spektras nesikeičia. Labiausiai tikėtina spinduliuotės kilmė – kryžminės moduliacijos būdu atsirandančio šlaito stiprinimas.
3. Naujų dažnių generacija bei derinimo diapazono plėtimas priklauso nuo kaupinimo intensyvumo ir fazinio nederinimo dydžio – iš signalinės bangos spektro pokyčių nustatyta, kad didinant kaupinimo energiją labiau stiprinamas užkrato spektro šlaitas ir tuo pačiu signalinė banga, o didinant fazinį nederinimą plečiamas derinimo diapazonas.
4. Kryžminės koreliacijos matavimai rodo, kad generuojamų šalutinės bangos impulsų vėlinimas mažėja didėjant kaupinimo intensyvumui. Tai galima paaiškinti užkrato ir šalutinės bangų grupinių greičių skirtumu. Didėjant kaupinimo energijai šalutinė banga sugeneruojama vis arčiau kristalo pradžios, todėl dėl grupinių greičių nederinimo ilgesnį atstumą sklinda atsiskyrusi nuo kaupinimo impulso ir lemia nesimetrinį šalutinės bangos spektro plėtimąsi.
5. Sugeneruotos šalutinės 970 nm bangos impulso pluoštas nepasižymi dideliais iškraipymais, tačiau dėl skersinio pluošto nunešimo stebima blogesnė pluošto kokybė dvejopo lūžio kryptimi ($M_x^2 \approx 1,78$, $E_{\text{kaup}} = 120 \mu\text{J}$).

Literatūra

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, Generation of optical harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118–119 (1961), doi:10.1103/PhysRevLett.7.118.
- [2] C. C. Wang and G. W. Racette, Measurement of parametric gain accompanying optical difference frequency generation, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 169–171 (1965), doi:10.1063/1.1754215.
- [3] J. E. Midwinter and J. Warner, The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization, *Br. J. Appl. Phys.* **16**, 1135–1142 (1965), doi:10.1088/0508-3443/16/8/320.
- [4] G. Cerullo, C. Manzoni, L. Lüer, and D. Polli, Time-resolved methods in biophysics. 4. Broadband pump–probe spectroscopy system with sub-20 fs temporal resolution for the study of energy transfer processes in photosynthesis, *Photochem. Photobiol. Sci.* **6**, 135–144 (2007), doi:10.1039/B610738K.
- [5] T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, A. Pugzlys, A. Baltuška, *et al.*, Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers, *Science* **336**, 1287–1291 (2012), doi:10.1126/science.1218497.
- [6] Y. Sun, H. Tu, and S. Boppart, Nonlinear optical imaging by detection with optical parametric amplification (invited paper), *J. Innov. Opt. Health Sci.* **16**, 22450018 (2022), doi:10.1142/S1793545822450018.
- [7] F. Wise, L. Qian, and X. Liu, Applications of cascaded quadratic nonlinearities to femtosecond pulse generation, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **11**, 317–338 (2002), doi:10.1142/S0218863502001147.
- [8] M. R. Leahy-Hoppa, J. Miragliotta, R. Osiander, and J. Burnett, Ultrafast laser-based spectroscopy and sensing: applications in LIBS, CARS, and THz spectroscopy, *Sensors* **10**, 4342–4372 (2010), doi:10.3390/s100504342.
- [9] R. R. Alfano, Q. X. Li, T. Jimbo, J. T. Manassah, and P. P. Ho, Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse, *Opt. Lett.* **11**, 626–628 (1986), doi:10.1364/OL.11.000626.
- [10] M. Seidel, G. Arisholm, J. Brons, V. Pervak, and O. Pronin, All solid-state spectral broadening: an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses, *Opt. Express* **24**, 9412–9428 (2016), doi:10.1364/OE.24.009412.
- [11] A.-L. Calendron, J. Meier, E. Kueny, S. Velten, L. Bocklage, R. Röhlberger, and F. X. Kärtner, Bulk, cascaded pulse compression scheme and its application to spin emitter characterization, *Appl. Opt.* **60**, 912–916 (2021), doi:10.1364/AO.412177.
- [12] A. L. Gaeta, Catastrophic collapse of ultrashort pulses, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582–3585 (2000), doi:10.1103/PhysRevLett.84.3582.
- [13] M. K. Reed, M. K. Steiner-Shepard, M. S. Armas, and D. K. Negus, Microjoule-energy ultrafast optical parametric amplifiers, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2229–2236 (1995), doi:10.1364/JOSAB.12.002229.
- [14] C. Manzoni and G. Cerullo, Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers, *J. Opt.* **18**, 103501 (2016), doi:10.1088/2040-8978/18/10/103501.

- [15] V. Jukna, M. Šutovas, V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, and A. Dubietis, The impact of thermal effects on filamentation and supercontinuum generation in bulk materials at MHz pulse repetition rates, *Sci. Rep.* (2026), doi:10.1038/s41598-026-51931-y.
- [16] G. I. Stegeman, D. J. Hagan, and L. Torner, χ^2 cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons, *Opt. Quantum Electron.* **28**, 1691–1740 (1996), doi:10.1007/BF02185627.
- [17] R. Maleck Rassoul, A. Ivanov, E. Freysz, A. Ducasse, and F. Hache, Second-harmonic generation under phase-velocity and group-velocity mismatch: influence of cascading self-phase and cross-phase modulation, *Opt. Lett.* **22**, 268–270 (1997).
- [18] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 4th ed. (Academic Press, 2020).
- [19] J. Léonard and C. Hirlimann, eds., *Ultrafast Laser Technologies and Applications* (Presses Universitaires de Strasbourg, Strasbourg, 2022), doi:10.1051/978-2-7598-2719-0.
- [20] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*, 2nd ed. (Academic Press, Burlington, 2006).
- [21] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2011), ISBN 978-9955-634-97-3.
- [22] F. Träger, ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer, Berlin Heidelberg, 2012), doi:10.1007/978-3-642-19409-2.
- [23] A. P. Stabinis and G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2008).
- [24] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2019).
- [25] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, 2nd ed., revised and expanded (Marcel Dekker, New York, 2003).
- [26] S. E. Harris, M. K. Oshman, and R. L. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 732–734 (1967), doi:10.1103/PhysRevLett.18.732.
- [27] G. I. Stegeman, M. Sheik-Bahae, E. Van Stryland, and G. Assanto, Large nonlinear phase shifts in second-order nonlinear-optical processes, *Opt. Lett.* **18**, 13–15 (1993), doi:10.1364/OL.18.000013.
- [28] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, E. W. Van Stryland, and H. Vanherzeele, Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP, *Opt. Lett.* **17**, 28–30 (1992), doi:10.1364/OL.17.000028.
- [29] M. Bache, J. Moses, and F. W. Wise, Scaling laws for soliton pulse compression by cascaded quadratic nonlinearities, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2752–2762 (2007), doi:10.1364/JOSAB.24.002752.
- [30] M. Bache, *Cascaded Nonlinearities for Ultrafast Nonlinear Optical Science and Applications*, Technical University of Denmark, Lyngby (2017).
- [31] M. Bache, O. Bang, J. Moses, and F. W. Wise, Nonlocal explanation of stationary and nonstationary regimes in cascaded soliton pulse compression, *Opt. Lett.* **32**, 2490–2492 (2007).
- [32] H. J. Bakker, P. C. M. Planken, L. Kuipers, A. Lagendijk, Phase modulation in second-order nonlinear-optical processes, *Phys. Rev. A* **42**, 4085–4098 (1990).

- [33] M. Seidel, X. Xiao, S. A. Hussain, G. Arisholm, A. Hartung, K. T. Zawilski, P. G. Schunemann, F. Habel, M. Trubetskov, V. Pervak, *et al.*, Multi-watt, multi-octave, mid-infrared femtosecond source, *Sci. Adv.* **4**, eaaq1526 (2018), doi:10.1126/sciadv.aaq1526.
- [34] B. B. Zhou, A. Chong, F. W. Wise, and M. Bache, Ultrafast and octave-spanning optical nonlinearities from strongly phase-mismatched quadratic interactions, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 043902 (2012), doi:10.1103/PhysRevLett.109.043902.
- [35] D. N. Nikogosyan, Beta barium borate (BBO): a review of its properties and applications, *Appl. Phys. A* **52**, 359–368 (1991), doi:10.1007/BF00325035.
- [36] M. Bache, H. Guo, B. Zhou, and X. Zeng, The anisotropic Kerr nonlinear refractive index of the beta-barium borate nonlinear crystal, *Opt. Mater. Express* **3**, 357–369 (2013), doi:10.1364/OME.3.000357.
- [37] S. Sharabi, G. Porat, and A. Arie, Improved idler beam quality via simultaneous parametric oscillation and signal-to-idler conversion, *Opt. Lett.* **39**, 2152–2155 (2014), doi:10.1364/OL.39.002152.
- [38] J. Yang, Z. Wang, J. Song, R. Lv, X. Wang, J. Zhu, and Z. Wei, A 515-nm laser-pumped idler-resonant femtosecond BiBO optical parametric oscillator, *Chin. Phys. B* **31**, 014213 (2022), doi:10.1088/1674-1056/ac3813.
- [39] J. Mooney and P. Kambhampati, Get the basics right: Jacobian conversion of wavelength and energy scales for quantitative analysis of emission spectra, *J. Phys. Chem. Lett.* **4**, 3316–3318 (2013), doi:10.1021/jz401508t.
- [40] A. V. Smith, *SNLO nonlinear optics code* (Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, 2006).

Santrauka

Auksė Naruševičiūtė

TRIBANGĖS SĄVEIKOS SU FAZINIU NEDERINIMU TAIKYMAS IMPULSŲ SPEKTRUI PLĖSTI

Tribangės sąveikos eksperimentai pradėti netrukus po lazerio sukūrimo, o parametrinių procesų efektyvumas reikšmingai išaugo atradus fazinio sinchronizmo sąlygą. Tai paskatino plačiame spektriniame diapazone derinamų optinių parametrinių stiprintuvų vystymąsi. Daugumoje femtosekundinių OPA sistemų kaip užkratas naudojamas baltos šviesos kontinuumas, generuojamas dėl trečios eilės netiesiškumo reiškinių, tačiau spektro plėtimas gali būti realizuojamas ir antros eilės netiesiniuose kristaluose, vykstant tribangei sąveikai su faziniu nederinimu. Todėl šiame darbe ištirta nauja OPA schema, kurioje kaip užkratas naudojama fundamentinė 1035 nm femtosekundinio lazerio spinduliuotė, o spektro plėtimas ir parametrinis stiprinimas vyksta tame pačiame OPA kristale. Tribangei sąveikai naudotas 8 mm II tipo BBO kristalas ir fundamentinės bangos antrosios harmonikos (517,5 nm) kaupinimo impulsas, su užkrato impulsu sąveikaujantis kolinearioje sąveikos geometrijoje. Fazinio nederinimo sąlygomis sugeneruotos ir pastiprintos spinduliuotės derinimo diapazonas siekė nuo 850 nm iki 1330 nm ir gerai atitiko teorinį fazinio sinchronizmo modelį, o keitimo iš kaupinimo į šalutinę bangą efektyvumas siekė iki 4 %. Šalutinės 970 nm bangos kryžminės koreliacijos matavimai parodė, kad didinant kaupinimo energiją šalutinė banga generuojama skirtingame netiesinio kristalo gylyje, tad dėl grupinių greičių nederinimo įtakos spektras plito nesimetriškai. M^2 matavimai parodė, kad šalutinės bangos pluoštui būdinga asimetrija x ašimi ($M_x^2 \approx 1,78$, $E_{\text{kaup}} = 120 \mu\text{J}$), kuri paaiškinama skersiniu pluošto nunešimu ir dėl to netolygiu stiprinimu per pluošto skerspjūvį. Impulso energijos stabilumo matavimai parodė tik 2,05 % amplitudės svyravimus, o užblokavus užkrato impulsą šalutinė banga taip pat išnyko, todėl parodyta, kad stebėta spinduliuotė nėra sustiprinta parametrinė fluorescencija. Vykstantys reiškiniai analizuoti stebint signalinės bangos spektro pokyčius nuo kaupinimo energijos ir fazinio nederinimo dydžio – parodyta, kad didinant kaupinimo energiją ir esant nedideliam Δk , efektyviai generuojamos naujos dažnių komponentės, o didinant fazinį nederinimą pasiekiamas sinchronizmas tolimesniems bangos ilgiams ir derinimo diapazonas gali būti reikšmingai praplėstas. Taip pat, panaudojus trumpabangį filtrą užkrato šakoje, patvirtinta, kad naujai generuojami dažniai pradiniam užkrato spektre neegzistavo. Gauti rezultatai parodė, kad tribangė sąveika su faziniu nederinimu gali būti efektyviai panaudota spektro plėtimui ir stiprinimui OPA kristale, taip realizuojant nesudėtingą ir kompaktišką parametrinio stiprintuvo konfigūraciją.

Summary

Auksė Naruševičiūtė

APPLICATION OF PHASE-MISMATCHED THREE-WAVE INTERACTION FOR PULSE SPECTRAL BROADENING

Experiments on three-wave interactions began shortly after the invention of the laser, while the efficiency of parametric processes increased significantly after the discovery of the phase-matching condition. This stimulated the development of widely tunable optical parametric amplifiers. In most femtosecond OPA systems, a white-light continuum generated through third-order nonlinear effects is used as the seed. However, spectral broadening can also be realized in second-order nonlinear crystals via phase-mismatched three-wave interactions. Therefore, in this work, a novel OPA scheme was investigated in which 1035 nm femtosecond laser radiation was used as the seed, while spectral broadening and parametric amplification occurred simultaneously in the same OPA crystal. An 8 mm type-II BBO crystal and a second-harmonic pump pulse (517.5 nm) were used for the three-wave interaction in a collinear geometry with the seed pulse. Under phase-mismatched conditions, the tuning range of the generated and amplified radiation extended from 850 nm to 1330 nm and showed good agreement with the theoretical phase-matching model, while the conversion efficiency from the pump to the idler wave reached up to 4%. Cross-correlation measurements of the 970 nm idler wave showed that increasing the pump energy caused the idler wave to be generated at different depths inside the nonlinear crystal, resulting in asymmetric spectral broadening due to group-velocity mismatch. M^2 measurements revealed asymmetry of the idler beam along the x-axis ($M_x^2 \approx 1,78$, $E_{\text{pump}} = 120 \mu\text{J}$), which is explained by transverse beam walk-off and the resulting nonuniform amplification across the beam profile. Pulse energy stability measurements showed only 2.05% amplitude fluctuations, while blocking the seed pulse also suppressed the idler wave, confirming that the observed radiation was not amplified parametric fluorescence. The observed processes were analyzed by studying changes in the signal-wave spectrum as a function of pump energy and phase mismatch. It was shown that increasing the pump energy at small Δk efficiently generates new frequency components, whereas increasing the phase mismatch enables phase matching for more distant wavelengths and significantly extends the tuning range. In addition, a short-pass filter inserted into the seed arm confirmed that the newly generated frequencies were absent from the initial seed spectrum. The obtained results demonstrate that phase-mismatched three-wave interactions can be effectively employed for simultaneous spectral broadening and amplification in an OPA crystal, enabling a simple and compact optical parametric amplifier configuration.